N° d'ordre : A. O. 1908

THÈSES

présentées à la

Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Pierre CALVET

1 ère THESE : Mesures thermiques dans les fluides.

2 ème THESE : La Mécanique des Fluides dans les problèmes de logique fluide.

Soutenues le 2 Décembre 1967 devant la Commission d'Examen

M. Ed. A. BRUN.....Président

MM. L. MALAVARD.....
R. SIESTRUNCK..... } Examinateurs

PARIS 1967

N° d'ordre : A. O. 1908

THÈSES

présentées à la

Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Pierre CALVET

1 ère THESE : Mesures thermiques dans les fluides.

2 ème THESE : La Mécanique des Fluides dans les problèmes de logique fluide.

Soutenues le 2 Décembre 1967 devant la Commission d'Examen

M. Ed. A. BRUN.....Président

MM. L. MALAVARD.....} Examinateurs

R. SIESTRUNCK.....}

PARIS 1967

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Par ses conseils, le Professeur E.A. BRUN m'a permis de préciser, en 1963, les bases de cette étude expérimentale suggérée par divers problèmes de mesures thermiques, que j'avais rencontrés lors de travaux antérieurs déjà effectués sous sa direction.

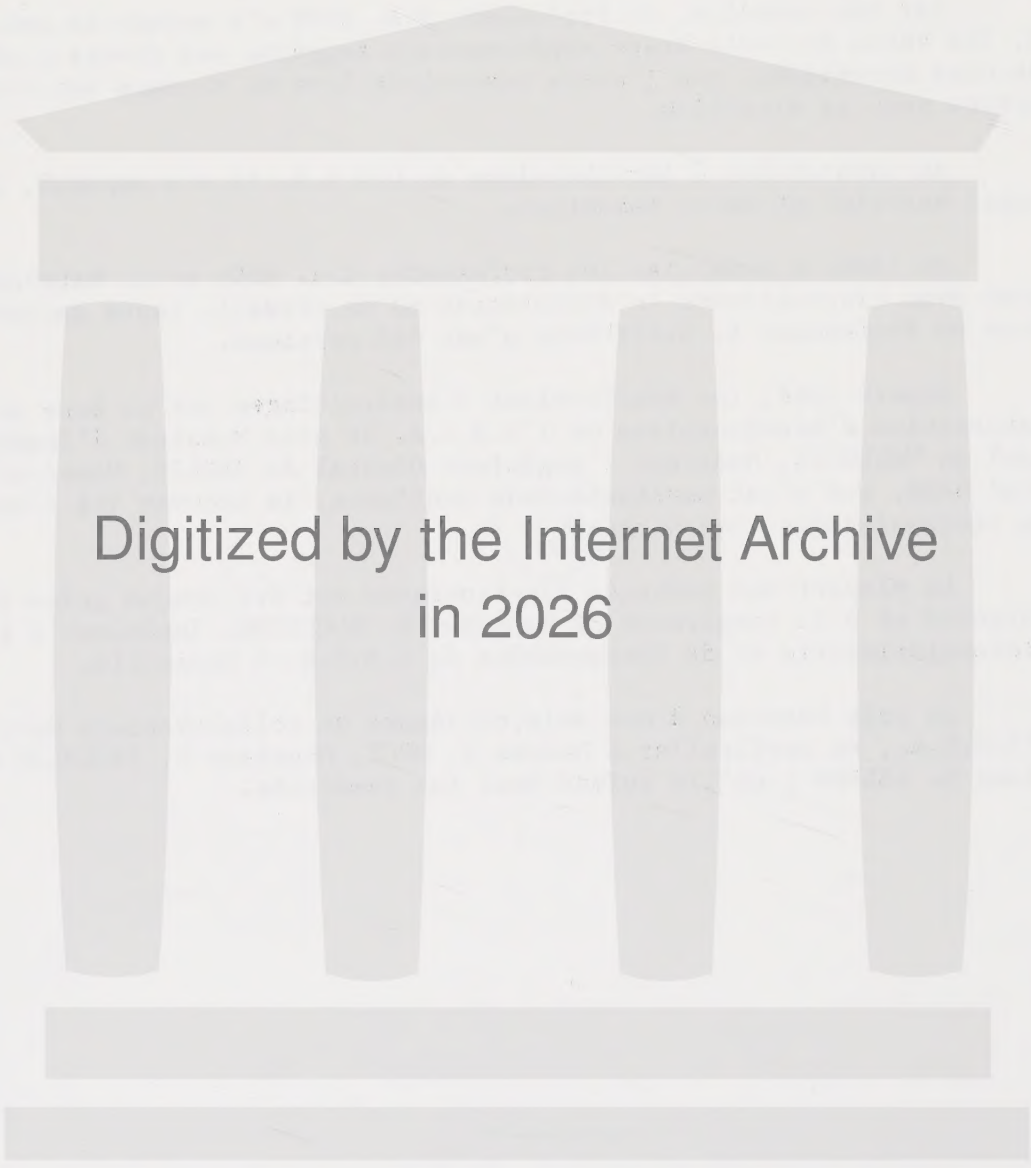
Au laboratoire d'Aérothermique du C.N.R.S. il m'a apporté, libéralement, un appui matériel et moral essentiel.

Je tiens à remercier les Professeurs E.A. BRUN et L. MALAVARD d'avoir soutenu avec bienveillance le déroulement de ce travail. Leurs encouragements et ceux du Professeur R. SIESTRUNCK m'ont été précieux.

Depuis 1966, les réalisations d'appareillages ont pu être poursuivies au laboratoire d'Aérodynamique de l'E.N.S.A. Je prie Monsieur l'Ingénieur Général de VALROGER, Monsieur l'Ingénieur Général de JENLIS, Monsieur l'Ingénieur Général BASS, qui m'ont manifesté leur confiance, de trouver ici l'expression de ma reconnaissance respectueuse.

La plupart des montages électroniques ont été conçus grâce à la patiente ingéniosité et à la compétence de Monsieur R. DUQUESNE, Ingénieur à l'Institut de Microcalorimétrie et de Thermogénèse du C.N.R.S. à Marseille.

Je dois beaucoup à mes amis,collègues et collaborateurs du C.N.R.S. et de l'E.N.S.A., en particulier à Madame S. MOCK, Monsieur D. FAULMANN et à Monsieur G. LEBRUN ; qu'ils soient tous ici remerciés.


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544304_0009

MESURES THERMIQUES LOCALES DANS UN FLUIDE

AVANT PROPOS 1

1 - CHOIX D'UNE METHODE DE MESURE 5

1.1 - CONDITIONS DU PROBLEME EXPERIMENTAL 5

1.1.1 - Conditions liées aux milieux étudiés 5

1.1.2 - Conditions liées au choix des paramètres mesurés 5

1.1.3 - Objectifs de recherche 5

1.2 - METHODES UTILISABLES 6

1.2.1 - Enumération et première limitation 6

1.2.2 - Critique des méthodes utilisant des rayonnements 6

1.2.3 - Critique des méthodes utilisant des traceurs 7

1.3 - UTILISATION DES CAPTEURS 8

1.3.1 - Problème aux limites 8

1.3.2 - Mesure pariétale ou de voisinage 9

1.3.3 - Capteurs passifs ou actifs 10

1.3.4 - Choix des paramètres mesurés 11

1.3.5 - Critique des capteurs passifs à action dynamique 12

1.3.6 - Critique des capteurs actifs à action dynamique 14

1.3.7 - Fonctionnement énergétique des capteurs : transformation amplification. 14

1.3.8 - Capteurs autonomes ou assistés 16

1.3.9 - Mode d'utilisation des capteurs 17

1.4 - PRINCIPES GENERAUX DES APPAREILLAGES 19

1.4.1 - Mode d'excitation impulsionnel. Répétition 19

1.4.2 - Excitation, Séparation 21

1.4.3 - Alignement 21

1.4.4 - Analyse du signal détecté 22

1.4.5 - Calibration. Signaux analogiques 23

1.4.6 - Conclusions 24

2.1 - GENERALITES - QUELQUES EXEMPLES DE SYSTEMES A CAPTEURS ACTIFS ET PASSIFS

2.2 - BASE DE TEMPS 27

2.2.1 - Coup par coup 27

2.2.2 - Récurrence 28

2.3 - ORGANES SEPARATEURS 29

2.3.1 - Leur nécessité 29

2.3.2 - Capteurs séparateurs. Thermocouple à quatre fils 31

2.3.3 - Séparateurs à commutations 31

2.3.3.1 - Commutations lentes et indications instantanées 31

2.3.3.2 - Découpage des signaux 32

2.3.3.3 - Découpage dyssymétrique 34

2.3.4 - Excitation en courant alternatif. Filtres 36

2.3.5 - Séparateur à pont de Wheatstone 38

2.3.6 - Utilisation du séparateur à pont. Polyvalence 39

2.3.7 - Conclusions sur le rôle du séparateur 43

2.4 - OBTENTION DU SIGNAL DE MESURE ET DESCRIPTIONS D'APPAREILLAGES COMPLETS

2.4.1 - Mesure de paramètres permanents ou évoluant lentement (réglages manuels). 43

2.4.2 - Dispositifs d'analyse manuelle des thermogrammes 46

2.4.2.1 - Compensation analogique 46

2.4.2.2 - Compensation instantanée 48

2.4.2.3.- Appareillage à compensation manuelle 50

2.4.3 - Appareil d'analyse automatique des thermogrammes 52

2.4.3.1 - Schéma-bloc 53

2.4.3.2 - Descritpion détaillée 54

2.4.4 - Appareil polyvalent à réponse instantanée 60

2.4.4.1 - Principe de mesure 60

2.4.4.2 - Description détaillée d'un exemple de réalisation 63

2.4.4.3 - Perfectionnements de la méthode d'indication 66

2.5 - CONCLUSIONS SUR LES APPAREILLAGES, LEURS EXTENSIONS 67

3 - FONCTIONNEMENT DES CAPTEURS ET EXEMPLES DE MESURE 69

3.1 - LES CAS SCHEMATIQUES 69

3.1.1 - Processus convectifs ou radiatifs 69

3.1.2 - Processus de conduction 70

3.1.2.1 - Problème plan 71

3.1.2.2 - Problème de révolution 72

3.1.2.3 - Problème sphérique 74

3.1.3 - Intérêt des capteurs ponctuels dans les fluides immobiles 75

3.1.3.1 - Le cas schématique radiatif 75

3.1.3.2 - Conclusions sur la forme et les utilisations des capteurs 77

3.2 - UTILISATION DES CAPTEURS PONCTUELS EN REGIME PERMANENT 79

3.2.1 - Expérimentation dans les liquides immobiles 79

3.2.2 - Evaluation des écarts à la théorie schématique 80

3.2.2.1.- Influence d'un revêtement isolant 80

3.2.2.2 - Influence des fils connecteurs 82

3.2.3 - Expérimentation en régime permanent dans les milieux à faible dissipation 85

3.3 - UTILISATION DES FILS THERMORESISTANTS ET DES THERMOCOUPLES EN REGIME QUASI-PERMANENT 87

3.3.1 - Fils thermorésistants dans des champs de conduction 87

3.3.2 - Thermocouples dissipant la chaleur par convection ou rayonnement 90

3.3.2.1 - Choix préférentiel d'un détecteur thermocouple 90

3.3.2.2 - Répartition des températures dans un fil en régime permanent 91

3.3.2.3 - Température de la soudure 93

3.3.2.4 - Variation de θ avec v 96

3.3.2.5 - Compensation adiabatique 98

3.3.3 - Modes d'utilisation de l'effet Peltier 100

3.3.3.1 - Méthode de mesure 100

3.3.3.2 - Dimensionnement d'un détecteur manométrique 103

3.3.4 - Exemples de détecteurs. Leurs utilisations 107

3.3.4.1 - Détecteur à soudures multiples 107

3.3.4.2 - Fil composite 108

3.3.4.3 - Exemples d'étalonnages et de mesures manométriques 111

3.4 - UTILISATION DES FILS THERMORESISTANTS ET DES THERMOCOUPLES EN REGIME VARIABLE 113

3.4.1 - Schématisation dans le cas d'une dissipation du type convectif 113

3.4.2 - Conduction longitudinale dans le cas d'une dissipation du type convectif 123

3.4.3 - Fil infini dans un champ de conduction 131

3.4.4 - Exemples d'utilisation 137

4 - CONCLUSIONS GENERALES 141

BIBLIOGRAPHIE 143

FIGURES

AVANT-PROPOS

Ce n'est guère que dans les fluides, quand on peut les considérer comme des milieux continus, que les mesures thermiques sont effectuées en conformité satisfaisante avec la théorie simple de Fourier sur la conduction de la chaleur.

En premier lieu, aux interfaces et au niveau des parois solides, on peut en effet négliger presque toujours la prise en considération des résistances de contact, si gênantes lors du passage de la chaleur entre parties solides contiguës. La présence d'un fluide adhérant à toutes les parois simplifie beaucoup les conditions aux limites, puisque les frontières sont alors simplement caractérisées par une vitesse relative nulle du fluide, et par l'existence pratique d'une "température de surface" qui n'est pas influencée par la nature de la paroi.

En second lieu, les fluides sont homogènes et isotropes, et leur mouvement local, lorsqu'il est laminaire, doit pouvoir être décrit au moyen de systèmes d'équations aux dérivées partielles à coefficients bien connus qu'il s'agit de résoudre dans des configurations aux limites parfaitement définies. Il n'en va plus de même pour les écoulements d'allure turbulente, dans lesquels une description satisfaisante du mouvement moyen, et une étude statistique des fluctuations, peut être seule accessible aux théories actuelles.

Dans les études d'Aérothermique courantes, les trois modes de transmission de la chaleur : rayonnement, conduction, convection sont mis en jeu simultanément. Le processus d'ensemble est donc théoriquement très compliqué. En fait, les fluides peuvent être pour la plupart supposés transparents au rayonnement thermique et, les parois en regard ayant en pratique des émissivités de corps gris, les phénomènes radiatifs relèvent en général d'études théoriques faciles, surtout lorsque les écarts de température mis en jeu sont asses faibles pour rendre une linéarisation admissible.

En revanche, des difficultés très sérieuses apparaissent dans les études thermiques où interviennent des fluides spéciaux, tels que les plasmas, les milieux anisotropes, ou doués de propriétés de viscosité anormales, et les gaz raréfiés pour lesquels il y a lieu de considérer aux parois un glissement apparent du fluide, ainsi qu'un saut de température à la surface, dépendant de la nature de la paroi et du gaz.

Il semble donc que l'intérêt des mesures thermiques dans les fluides devrait prendre sa pleine valeur, d'une part, dans le cas des études de fluides spéciaux, quand il s'agit d'approfondir la connaissance de leurs propriétés physiques, et d'autre part, dans le cas des études de mouvements turbulents de fluides classiques. Toutefois, la résolution théorique des problèmes usuels d'écoulement laminaire dans les fluides normaux n'a été obtenue de façon complète que dans des configurations aux limites tout à fait schématiques, trop simplifiées pour répondre aux besoins de la technique, et même dans ce cas, il apparaît essentiel de mettre en oeuvre des procédés de mesure pratiques, aptes à fournir des résultats de base que les calculs, théoriquement possibles, ne donnent encore que sous une forme d'approximation insuffisante.

Notre étude consiste précisément à développer certains dispositifs susceptibles d'être adaptés à une variété suffisante de types de mesures thermiques dans les fluides, en vue d'apporter quelque contribution à l'étude expérimentale, dans un domaine où se manifeste une certaine carence en la matière des principes et des réalisations d'appareillages de mesure. Nous avons essayé de justifier les résultats obtenus par nos appareillages et, en particulier, leur étalonnage, en nous plaçant dans les conditions les plus simples, pour lesquelles le calcul des caractéristiques de fonctionnement des capteurs de mesure est possible. Pour cela, les mesures décrites ici, qui n'ont qu'un caractère préliminaire, n'ont porté que sur des fluides classiques immobiles ou en mouvement uniforme. Compte tenu des vérifications obtenues dans ces conditions d'essais, la mise en oeuvre des appareillages peut désormais être poursuivie dans des domaines intéressant la recherche de base, dans lesquels la valeur des paramètres et leur interprétation dans les calculs présentent encore des incertitudes.

Notre étude ne concerne pas la mesure de quantités de chaleur qui pourraient être dégagées par des milieux réagissants, sous l'influence de transformations chimiques dans leur masse, par exemple. Mettant donc à l'écart toutes les questions à caractère calorimétrique, nous ne considérerons par la suite que des milieux non absorbants et non réactifs au point de vue de l'énergie calorifique.

Les mesures thermiques portent alors uniquement sur l'observation locale des températures dans le fluide, d'une part et, d'autre part, sur l'étude des propriétés de transport de la chaleur à travers le champ du fluide, immobile ou en écoulement.

En fait, les mouvements de la chaleur dans un fluide sont dus au "transport" au cours du déplacement des particules, et à la"diffusion" entre régions à températures différentes. Dans les gaz, les variations de vitesse et de pression engendrent, du fait de la compressibilité, un champ thermique dans lequel la conduction contribue à détruire toute apparence d'adiabaticité, en particulier dans l'entourage des parois solides, à l'intérieur des couches limites et des sillages, dans l'épaisseur des chocs, et, de façon générale, dans toutes les régions d'écoulement à forts gradients des propriétés physiques.

On conçoit alors que la qualité d'une mesure sera liée à sa précision de localisation et d'instantanéité, puisque les paramètres thermiques à mesurer sont, dans les écoulements intéressants, soumis à des variations rapides dans l'espace, et, également, dans le temps, s'il s'agit d'écoulements instationnaires ou turbulents.

Nous partirons du principe que la quantité physique la plus intéressante, en tant que paramètre de mesure, est la température locale dans le fluide ou, plus exactement, la température de capteurs de très petites dimensions plongés dans le fluide.

Cette idée de base doit être justifiée en premier lieu, car elle est fort peu évidente. Le chapitre suivant est donc consacré à un exposé général où l'on tente d'établir le bien-fondé du choix d'une méthode de mesure thermique pour la détermination des paramètres locaux, dont la connaissance est fondamentale en tout point d'un fluide.

Nous montrerons, dans ce même chapitre, que l'utilisation de capteurs matériels (thermométriques) semble s'imposer alors, et nous définirons un type d'appareillage dont chaque caractéristique est fixée par les conditions d'un problème dont nous posons progressivement les hypothèses et, à la suite, énonçons les solutions choisies.

1 .- CHOIX D'UNE METHODE DE MESURE

1.1 - LES CONDITIONS DU PROBLEME EXPERIMENTAL

1.1.1 - Conditions liées aux milieux étudiés

L'étude expérimentale des propriétés locales de fluides, immobiles ou en écoulement, est facilitée d'abord par le fait que ces milieux peuvent généralement être considérés comme homogènes et isotropes. On peut aussi, le plus souvent, dans les milieux dits "continus", imaginer une adhérence parfaite aux parois, ce qui se manifeste aussi par l'absence de toutes résistances de contact, aussi bien thermiques qu'électriques. Cette dernière hypothèse est mise en défaut dans les gaz raréfiés, ainsi que dans les milieux poreux non consolidés, auxquels nous souhaitons toutefois appliquer également nos méthodes de mesure.

Notre expérimentation portera donc sur les liquides, sur les gaz raréfiés ou non, sur les pâtes, les mousses, les suspensions, les milieux granulaires ou fibreux, et plus généralement sur tous les milieux ayant le caractère de "fluidité".

1.1.2 - Conditions liées au choix des paramètres mesurés

Les paramètres objets des mesures seront choisis parmi ceux dont la connaissance est fondamentale pour la définition de l'état du fluide, considéré macroscopiquement, aux points de vue de la Mécanique des Fluides ou de la Thermique : ainsi, l'état local d'un gaz non raréfié en mouvement sera caractérisé par la mesure du vecteur vitesse et de deux paramètres thermodynamiques, la composition chimique étant supposée connue.

De plus, il nous a paru souhaitable que le même organe détecteur, et le même appareillage de mesure, soient aptes à donner l'indication quasi-simultanée de plusieurs paramètres déterminants : par exemple, la grandeur du vecteur vitesse et la température, ou la pression et la température, ou encore, pour un mélange de deux corps purs, la concentration et la température.

1.1.3 - Objectifs de recherche

Nous posons donc a priori que l'appareillage à concevoir doit être polyvalent, tant par la variété des milieux dont il permet l'étude que par la nature et la multiplicité des paramètres mesurés. Cette idée de base va limiter et, dans une certaine mesure, justifier, le choix d'un procédé.

1.2 - METHODES UTILISABLES

1.2.1 - Enumération et première limitation

Comme on désire troubler le moins possible l'état mécanique et thermodynamique local dans le fluide, on rejettera toute méthode imposant un prélèvement, qui mettrait en jeu un déplacement et, presqu'inévitablement, une modification des propriétés thermodynamiques de l'échantillon.

Il n'existe plus alors, à notre connaissance, que deux types de méthodes : celles qui mettent en oeuvre des rayonnements, et se caractérisent par l'absence de toute paroi à placer dans le milieu en étude, et celles qui utilisent des capteurs matériels, agissant par contact direct d'une surface solide avec le fluide qui la baigne.

1.2.2 - Critiques des méthodes utilisant des rayonnements

Les appareillages utilisant des rayonnements, ou des faisceaux de particules, comportent toujours une source qui émet le faisceau agissant sur le milieu, et un récepteur qui peut être disposé de diverses manières :

a) Si la mesure est effectuée par transmission, le récepteur est disposé à l'extrémité du faisceau où il forme écran. On ne peut alors parler de mesure locale puisque le signal reçu résulte d'une intégration au long du faisceau émis. Ce cas est celui des optiques usuelles de strioscopie et d'interférométrie, ainsi que des dispositifs utilisant l'absorption des faisceaux d'électrons, des rayonnements X, ultraviolets ou infrarouges, ou des hyperfréquences. Les mesures ne sont pratiquement exploitables qu'en présence de champs parfaitement bidimensionnels, plans ou méridiens.

b) Lorsque le faisceau est suffisamment diffracté, ou lorsqu'il crée une émission secondaire, une observation latérale très locale devient possible, à condition de disposer d'une émission sous forme de pinceau étroit ou, au contraire, de faisceau à grande ouverture parfaitement focalisé.

Quel que soit le procédé utilisé, par transmission, ou par observation latérale, les propriétés de transparence du milieu conditionnent le résultat de mesure, qui dépend donc essentiellement de la masse volumique, mais aussi de la nature des centres de diffraction ou de réémission. Ces méthodes présupposent donc une connaissance parfaite des lois physiques intéressant la structure intime de la matière, à l'échelle atomique, ce qui ne doit pas être a priori indispensable dans le cadre d'une étude limitée au domaine macroscopique de la Mécanique et de la Thermique.

De plus, il est évident que des procédés aussi dépendants de l'état de compacité ne peuvent être utilisés dans des milieux trop différents.

Enfin, dans les milieux hétérogènes tels que les suspensions ou les corps poreux, les caractéristiques de transmission ou de diffraction dépendent beaucoup plus de la disposition et de la taille des particules que de leur état thermodynamique.

Nous avons donc choisi de ne pas adopter les méthodes utilisant des rayonnements en raison de leur manque de souplesse et de généralité vis-à-vis des conditions d'utilisation , en raison aussi des difficultés de localisation des régions de mesure, et, enfin, en raison du caractère indirect lié aux lois physiques mises en cause, qui relèvent plus de l'atomistique que de la thermodynamique macroscopique, laquelle seule, nous intéresse ici.

1.2.3 - Critique des méthodes utilisant des traceurs

Nous choisirons donc de mettre en oeuvre des organes détecteurs formés de parois matérielles en contact direct avec le milieu.

A la limite, on peut utiliser des éléments de taille infinitésimale constitués par des isotopes radioactifs, ou par des particules fines, jouant le role de traceurs. Le mouvement, la concentration, et l'équilibre thermodynamique de ces corps font l'objet de la mesure. Un dispositif extérieur, utilisant un rayonnement intermédiaire, est naturellement nécessaire pour l'observation. Ainsi, on peut effectuer une véritable visualisation (fumée, filets colorés), ou un comptage (particules radioactives), ou une analyse thermique, par pyrométrie directe, ou par réémission de la part de particules thermofluorescentes. Dans certains cas, même, l'étude fine du mouvement brownien renseignera sur l'état thermodynamique du fluide porteur des traceurs.

De façon générale, les méthodes utilisant des traceurs ont le défaut de nécessiter une étude préalable des mécanismes régissant leur mouvement (diffusion, mécanique des suspensions). On a aussi le grave inconvénient d'introduire dans le fluide des éléments étrangers, difficiles à récupérer après leur emploi, et dont les propriétés mêmes sont généralement mal connues : un tri de poussières calibrées, un étalonnage de particules thermofluorescentes pose des problèmes technologiques délicats.

Enfin, en dehors du mouvement même des particules, le seul paramètre thermodynamique auquel elles sont sensibles semble être leur température d'équilibre dans le fluide, ce qui est fort insuffisant.

Nous préférons donc aux traceurs, matériellement isolés de l'appareillage de mesure, l'utilisation de véritables capteurs, techniquement plus évolués et susceptibles de transmettre par des connecteurs matériels une information plus riche.

1.3 - UTILISATION DU CAPTEUR

1.3.1 - Problème aux limites

Nous considérons d'abord le capteur comme un obstacle matériel dont les parois sont baignées par le fluide. Du fait de sa présence seule, l'élément introduit toujours une perturbation dans son voisinage, en particulier lorsque le fluide est en mouvement, et le champ [illegible] peut être considéré à divers points de vue :

cinématique, en ce qui concerne l'allure des lignes de courant,

dynamique, relativement à la répartition des contraintes,

énergétique, vis à vis du champ de température qui détermine la conduction thermique dans le fluide entourant l'obstacle.

Dans un milieu continu, l'ensemble des résultats intéressant la Mécanique des Fluides est atteint quand on connaît en tout point le vecteur-vitesse $\vec{V}$, le tenseur de contrainte $\mathcal{C}$, la masse volumique ρ et la température T. Dans le cas d'un gaz raréfié, la nature des parois du capteur joue aussi un rôle, ainsi qu'un certain nombre d'informations statistiques, nécessaires pour préciser en chaque point la distribution des vitesses moléculaires. Nous ne traiterons pas, dans cette étude, du cas des milieux ionisés où certains paramètres électro-magnétiques doivent également être pris en considération.

A l'intérieur du champ de perturbation créé par le capteur, la valeur locale des divers paramètre est déterminée par les conditions aux limites sur l'obstacle, qui mettent essentiellement en jeu la géométrie et la température des parois, et par les conditions " à l'infini ", dont nous allons préciser quelque peu la définition :

On peut appeler "limite du champ de perturbation" une surface fermée entourant le capteur, à l'extérieur de laquelle les divers paramètres définissant l'état local du fluide prennent partout des valeurs dont la différence avec celles existant en l'absence du capteur, reste inférieure à un écart fixé, petit, appelé seuil de mesure. On dira qu'au-delà de cette surface limite, le champ de perturbation du capteur s'est évanoui, à l'ordre de précision des mesures. Avec la même précision, si les propriétés du fluide peuvent être considérées comme constantes sur la surface limite, on dira que le capteur permet une mesure localisée, à l'échelle de grandeur des particules.

Si les propriétés du fluide sur la surface limite prennent, d'un point à l'autre, des valeurs assez peu différentes pour être exprimées par la formule des accroissements finis, on dira que le domaine de localisation du capteur intéresse un élément fluide. En pratique, on ne considérera comme mesures locales, au sens strict, que celles où le champ d'influence du capteur est à l'échelle des particules fluides, à l'exception de certaines régions singulières de ce champ qui peuvent s'étendre loin en aval du capteur, dans les zones dites de sillage, ou le long du connecteur qui sert aussi de support. On admettra que la présence quasi-inévitable de telles régions, très limitées dans le champ d'influence, n'interdit pas la possibilité de mesures locales.

Ici, on notera seulement que la condition aux limites " à l'infini " s'exprime en général suivant l'hypothèse d'un état uniforme du fluide à " grande distance " par rapport au capteur, c'est-à-dire aux frontières d'une particule fluide qui l'entoure.

1.3.2 - Mesure pariétale ou de voisinage

Le fonctionnement d'un capteur adapté aux mesures locales dans un fluide répond donc à un problème aux limites bien posé, compte tenu des considérations précédentes : l'obstacle, de géométrie connue, est placé dans un milieu dont l'état est supposé uniforme au loin. Il s'agit d'observer le champ de perturbation s'étendant à l'intérieur de la surface limite et, en particulier, au niveau même des parois du capteur en contact avec le fluide. A partir des données de mesure ainsi détectées, sur les parois du capteur lui-même ou dans son voisinage immédiat, on déduira, par un calcul, la connaissance des paramètres caractérisant la condition aux limites " à l'infini ", c'est-à-dire sur le contour de la " particule " fluide intéressée par le champ de perturbation. C'est en effet la valeur des paramètres caractéristiques de l'état du fluide, uniforme, sur la surface limite, qui constitue l'objet de la mesure locale, bien plus que le signal brut détecté sur le capteur lui-même, ou observé dans son voisinage. Ainsi, on définit l'état " local " du fluide, tel qu'il existerait en l'absence du capteur C, par un calcul à solution physique (unique), consistant à chercher la valeur, constante, d'un ou plusieurs paramètres sur la surface limite L, dans un problème intérieur, en fonction de la mesure directe de paramètres locaux en certains points P. (Fig. 1.1).

En ce qui concerne le signal détecté en P, donnée brute de la mesure, nous ne ferons pas de différence de principe entre les mesures pariétales effectuées au niveau même des parois du capteur (par exemple, mesure d'une pression au moyen d'un orifice), et les mesures de voisinage effectuées grâce à l'observation, par un moyen extérieur, de la région d'influence.

Une mesure pariétale peut être effectuée grâce à l'action que le fluide exerce sur l'orifice, sous forme purement cinématique (orientation d'un fil de laine, par exemple), ou sous forme dynamique (manomètre raccordé à un orifice). On pourra, de même, considérer l'équilibre thermique d'un corps thermométrique.

Parmi les mesures de voisinage qui peuvent être effectuées par simple visualisation, on notera l'angle de Mach observé, par ombroscopie, en régime supersonique, dans le voisinage d'une pointe effilée qui peut d'ailleurs être équipée d'un orifice : prise de pression d'arrêt. Dans le cas du Pitot, l'observation de voisinage complète ainsi l'information principale, manométrique, qui est de nature pariétale.

Dans la suite, nous envisagerons essentiellement des mesures de type pariétal, à l'exclusion de toute information sur le champ de perturbation, qui nécessiterait l'emploi de visualisation externe ou de capteurs secondaires de proximité, causes de complication dans l'appareillage. Il ne faut pas cependant mésestimer l'intérêt des mesures de voisinage pour l'obtention complémentaire de paramètres locaux, indépendamment de ceux auxquels on accède à partir des parois du capteur.

1.3.3 - Capteurs passifs et actifs

Le champ de perturbation de ce capteur peut résulter de sa seule présence, en tant qu'obstacle en équilibre mécanique et thermique dans le fluide. Le capteur est alors dit passif. Ainsi, la rotation d'un moulinet libre traduit la grandeur du vecteur vitesse et résulte d'un phénomène purement cinématique, ne mettant en jeu ni le mélange de forces, ni celui d'énergie. Il en va de même pour la mesure de débits avec les divers types de compteurs volumétriques, quand on néglige les frottements.

Si les capteurs dont on considère la déformation ou le déplacement ne prennent leur régime d'équilibre qu'en mettant en jeu des efforts appréciables, leur mode d'action relève de la dynamique : ainsi, un même moulinet permet, quand il tourne librement, la mesure d'une vitesse V (action cinématique) et, quand il est freiné, la mesure de la masse volumique ρ, par l'intermédiaire de la pression dynamique $\rho V^2/2$ (action dynamique). Dans les deux cas, le capteur joue un rôle passif : son mouvement est dû à l'action que le fluide exerce sur lui.

Au point de vue thermique, le capteur passif type est le corps thermométrique isolé thermiquement, dont la répartition de température est imposée, aux grandes vitesses d'écoulement, par l'échauffement cinétique dans la couche limite qui l'entoure.

Les possibilités des capteurs passifs sont assez limitées, et il est d'un haut intérêt de créer autour d'eux des champs de perturbation résultant non de leur présence seule, mais d'une excitation contrôlée et imposée par l'expérimentateur. Il est en effet possible de faire jouer au capteur un

rôle actif plus complexe, à la fois en tant que récepteur d'informations, et simultanément, en tant qu'émetteur de perturbations connues dont l'effet sur le fluide est étudié, au niveau du capteur lui-même. Ainsi, au moyen d'excitations judicieuses, on dispose de moyens d'investigation des propriétés locales beaucoup plus développés que ceux accessibles à un capteur purement passif.

Par exemple, on peut suivre par visualisation la propagation des perturbations acoustiques émises par la vibration d'un petit obstacle quelconque : on obtient ainsi (par voie purement cinématique) une mesure directe de la vitesse du son (donnée thermodynamique locale dans le voisinage du capteur). On a, en particulier, employé des trains d'ondes dirigés issus de haut-parleurs, et des ondes sphériques résultant d'étincelles émises entre deux fines électrodes. Dans d'autres cas, utilisant des propriétés de dynamique, la mesure de basses densités résulte de l'amortissement d'équipages dont on a excité de façon convenable les modes vibratoires. Enfin, dans le cadre des mesures à caractère énergétique, on emploie très classiquement des capteurs thermométriques servant aussi de sources calorifiques : c'est le cas des anémomètres à fil chaud.

Nous allons voir pourquoi ce dernier type de procédé de mesure, utilisant des capteurs thermiques actifs, nous a paru l'un des plus dignes d'intérêt et l'un des plus riches en perspectives de développement.

1.3.4 - Choix des paramètres mesurés

Puisque nous venons de décider d'utiliser un système de mesure à capteur actif, il s'agit en effet à présent de justifier le choix du paramètre auquel ce capteur doit être directement sensible.

Il est a priori également possible d'utiliser un paramètre de position (capteur cinématique), ou une mesure d'effort, global ou sous forme de contrainte (capteur dynamique), ou un capteur énergétique, mesurant un travail, une quantité de chaleur, ou une température.

Si nous considérons comme fondamental le problème, très important en pratique, de la mesure des paramètres locaux dans un fluide compressible en mouvement, on notera qu'il s'agit de déterminer en chaque point les valeurs de $\vec{V}$, et de deux des paramètres tels que p, ρ, T, qu'on suppose liés par une équation d'état connue. Plutôt que de choisir ces grandeurs, qui sont les plus usuelles en Mécanique des Fluides, on peut évidemment en préférer deux autres, indépendantes au point de vue thermodynamique, telles que S et h, etc... En fait, l'une au moins des grandeurs thermodynamiques est une quantité proportionnelle à la masse, telle que ρ , e, h ... De telles propriétés, volumiques ou massiques , ne peuvent être accessibles qu'à partir d'un prélèvement, ou d'une mesure d'absorption, de diffraction, ou par tout autre procédé mettant en jeu une quantité déterminée du milieu, pesée, ou traversée par un rayonnement. Il

semble, à notre connaissance, impossible, d'effectuer une telle mesure grâce à un capteur agissant seulement par effet pariétal. Puisque nous avons choisi d'utiliser ce type de capteur pour les raisons précédemment exposées en 1.3.2, nous renoncerons donc à toute mesure de propriété dynamique ou massique, et nous chercherons uniquement à déterminer deux paramètres thermodynamiques fondamentaux non liés à la masse : les capteurs pariétaux seront, par exemple, utilisés pour la mesure des pressions et des températures.

Il est alors naturel de choisir leur mode d'action par voie dynamique ou par voie thermique : une action purement cinématique, bien que théoriquement possible, paraît en effet beaucoup plus indirecte et, par suite, plus limitée dans les applications concernant la mesure des paramètres thermodynamiques. En fait, nous ne connaissons pas de capteur pariétal, au sens strict, dont le mode de fonctionnement serait purement cinématique, et qui permettrait la mesure de p ou de T : la mesure de la vitesse du son, comme on l'a décrite au paragraphe précédent, met en effet en jeu une observation dans le champ fluide, donc une mesure de voisinage, plutôt qu'une mesure pariétale.

Les capteurs choisis agiront donc par voie dynamique ou thermique; ils seront aussi utilisés avantageusement à la mesure de paramètres proprement cinématiques tels que la vitesse. Au lieu d'utiliser dans ce but des appareils spéciaux du genre moulinet, on se ramènera plutôt en effet à l'utilisation de manomètres doubles du type Pitot, ou à l'utilisation d'anémomètres à fils chauds; les capteurs correspondants, aptes principalement à des mesures de pressions ou de températures, jouent en effet aisément un rôle polyvalent : ils permettent l'appréciation, indirecte il est vrai, de la vitesse, par un mode d'action spécifique qu'il convient d'analyser désormais en détail, on va d'orienter finalement le choix du dispositif vers un mode d'action, soit dynamique, soit thermique.

1.3.5 - Critique des capteurs passifs à action dynamique

Quand p et T par exemple sont déjà supposés connus, une mesure d'effort global, ou de couple, sur un obstacle petit constituant le capteur, permet une évaluation indirecte du vecteur vitesse local. En dehors même des complications technologiques entraînées par la réalisation de balances de taille réduite, il paraît préférable d'accéder à la mesure de vitesse au moyen de deux mesures de pression, effectuées en des points choisis de la paroi, sur un obstacle de forme convenable.

Ainsi, avec un Pitot à prise totale et prise statique, on peut déterminer non seulement la grandeur de la vitesse, mais aussi la pression elle-même, ce qui serait impossible au moyen d'une mesure d'effort global. De plus, les mesures de pression ont l'avantage de pouvoir être effectuées à partir d'orifices très petits, et elles peuvent être transmises à distance dans des canalisations de faible diamètre. Enfin, la technologie des capteurs de pression pariétaux a fait depuis quelques années des progrès rapides, concernant en particulier la miniaturisation, ce qui autorise l'emploi d'obstacles de petite taille équipés intérieurement de capteurs : les formes d'obstacles choisies seront naturellement des plus simples, de façon à permettre le calcul du champ d'écoulement qui les entoure : ainsi, on utilisera des plaques, dièdres, cônes, cylindres ou sphères, équipés de capteurs pariétaux, ou d'orifices.

Les résultats bruts des mesures locales de pression effectuées en divers points de l'obstacle doivent être interprétés en fonction de la géométrie, et de l'attitude dans l'écoulement, de cet obstacle, qui constitue lui-même, à proprement parler, le capteur matériel source du champ de perturbations. On conçoit que, dans ces conditions, la précision de localisation restera médiocre en raison de la nécessité de disposer orifices et tubulures dans des volumes dont la dimension principale doit être au moins d'un ordre de grandeur supérieur à la dimension d'orifice. Le fonctionnement même d'un orifice est, dans bien des cas, incertain dans son principe ou sa qualité de réalisation, car la "pression de paroi" n'a de signification simple que dans les écoulements à couche limite. Lorsque le nombre de Reynolds est faible, lorsque la paroi a un faible rayon de courbure, et, surtout, lorsque le fluide est raréfié, l'équilibre des quantités de mouvement résultant de l'agitation moléculaire au niveau de l'orifice ne peut plus être interprété simplement. En fait, et même dans les cas les plus simples, seule la composante normale de contrainte pariétale est accessible à partir d'un dispositif manométrique à orifice ou à surface sensible; la connaissance des composantes tangentielles ne peut être obtenue, de son côté, que par des balances de paroi, mais les dispositifs imaginables semblent tous être assez compliqués et relativement encombrants.

C'est donc essentiellement en raison de la complication technologique, de la localisation médiocre, et de la difficulté d'interprétation dans les régimes d'écoulement autres que ceux de couche limite, que nous orienterons notre choix vers l'utilisation des capteurs thermiques, plutôt que vers des capteurs manométriques pariétaux.

1.3.6 - Critique des capteurs actifs à action dynamique

Il est relativement facile d'imposer des mouvements connus à de petits obstacles, de façon à mesurer ensuite l'influence de l'écoulement sur l'amortissement, ou sur les divers effets dynamiques qui résultent du mouvement imposé.

Ce cas de la mesure d'efforts globaux sur des éléments mobiles soumis à une excitation nous paraît un des plus intéressants par la richesse des renseignements qu'il peut fournir : en particulier, il semble possible, par ce genre de méthode, de mesurer simultanément la pression dynamique et la viscosité dans un fluide en écoulement.

Dans tous les cas, quel que soit le dispositif employé et le but final de la mesure, le système utilisant la mesure des efforts doit être fondé sur l'utilisation d'une balance, c'est-à-dire d'un système de "transformation" qui fait correspondre, dans le cas des fluides, des flux de quantités de mouvement à des déplacements. Or, une balance est nécessairement un outil complexe, essentiellement formé de pièces mobiles ou déformables, et de capteurs de très petits déplacements tels que ceux utilisant les variations de réluctance ou de capacité, les jauges extensométriques, etc....

Des système de ce genre sont d'un grand intérêt, mais ils représentent a priori un degré de complication élevé du fait que le système de transformation et d'interprétation du paramètre à mesurer doit être nécessairement situé à l'intérieur du capteur lui-même.

C'est pour cette seule raison que nous avons préféré limiter la présente étude au cas plus simple de capteurs indéformables, n'agissant ni par voie cinématique, ni par voie dynamique, et dont les performances, en tant qu'organes de transformation, n'ont pas à être envisagées.

Par le même souci de simplicité, nous avons voulu que l'excitation des capteurs puisse être produite avec le minimum de complications technologiques ; ce dernier point interdisant pratiquement la prise en considération de capteurs déformables.

C'est donc finalement dans le domaine des capteurs thermiques que nous avons trouvé la possibilité de traduire très simplement la donnée d'entrée qui est la température, en signal de sortie, électrique, et la possibilité de fournir, sans parties mobiles et sans complications particulières, une excitation calorifique parfaitement connue.

1.3.7 - Fonctionnement intrinsèque des capteurs : transformation, amplification

Une raison fondamentale, pour laquelle les capteurs thermiques nous ont paru intéressants, tient au fait qu'un corps thermométrique traduit avant tout un équilibre énergétique à travers ses parois, vis-à-vis du milieu qui l'entoure. Tout appareillage à capteur matériel transmettant, en fait, son information, par voie interne et sous forme

énergétique, il est évident que le fonctionnement d'un capteur sera particulièrement simple si des quantités de même nature (énergétiques) figurent à la fois dans le signal d'entrée (traduisant l'équilibre thermique) et dans le signal de sortie (puissance électrique).

Les capteurs à action énergétique sont donc préférables parce qu'ils ne nécessitent pas de transformation importante de nature entre les organes d'entrée et de sortie : ils sont plus directement sensibles que les autres (cinématiques ou dynamiques) aux paramètres thermodynamiques.

Revenant en effet aux principes de fonctionnement des divers capteurs, on peut concevoir aisément que ceux dont le rôle direct est seulement lié à la cinématique, auront un faible intérêt, puisque limités aux seules mesures de déplacement ou de vitesse et ignorant, par conséquent, les paramètres physiques les plus essentiels, qui sont liés aux efforts et aux énergies.

Certes, on a vu qu'une déformation brusque, par exemple, est une source d'ondes acoustiques dont l'étude fournira des paramètres thermodynamiques de base, comme la vitesse du son. De même, le mouvement d'une lame élastique vibrante peut être à l'origine d'un calcul des pressions de gaz raréfiés. C'est en effet le principe même de toute mesure, d'obtenir, grâce à un appareillage convenable, une transformation d'un paramètre physique initial constituant le signal d'entrée, sous la forme d'un autre paramètre considéré comme indication, ou signal de sortie, le plus souvent d'ailleurs sous l'aspect d'une lecture de déplacement telle que celle d'une aiguille sur un cadran gradué.

Toutefois, le degré de complexité et le caractère plus ou moins direct de la mesure dépendent essentiellement de la nature du paramètre détecté : ainsi, pour "lire" la température de l'air atmosphérique on peut, par voie purement cinématique, y mesurer la vitesse du son, mais il sera généralement plus simple d'observer le niveau d'un thermomètre, qui aura servi de détecteur, c'est-à-dire d'organe de transformation d'un niveau de température en niveau de colonne de mercure, par l'intermédiaire d'une propriété physique de nature énergétique, la dilatation, supposée bien connue, et ayant fait l'objet d'un étalonnage.

On voit donc apparaître, dans tout capteur qui a pour but de détecter une information physique en la transformant, un caractère indirect manifesté par la fonction de transfert (entrée-sortie) qui nécessite d'une part, une connaissance aussi parfaite que possible des lois du phénomène physique utilisé dans cette transformation et, également, une obligation pratique d'effectuer un étalonnage, c'est-à-dire une correspondance expérimentale entre le signal d'entrée et le signal de sortie. Les lois de transformation seront naturellement d'autant plus simples que les natures des paramètres d'entrée et de sortie seront plus voisines. Les qualités du capteur deviendront celles

de tout appareil de mesure transformateur de paramètre, il faudra les estimer au point de vue de la sensibilité, de la précision et de la fidélité.

En fait, l'art de la mesure consistera essentiellement à choisir le capteur le plus approprié et à l'utiliser avec un appareillage qui complète au mieux la transformation des données. La conception d'une mesure nécessite à l'origine un compromis entre les qualités exigées par le capteur et celles, complémentaires, exigées par la suite de la chaîne de mesure. Le facteur d'amplification, et sa qualité, jouent alors, tant dans le capteur lui-même que dans la chaîne de mesure, un rôle déterminant.

Ainsi, la dilatométrie peut être utilisée avec des appareillages tels que les thermomètres à liquide, dans lesquels le capteur (réservoir) est l'organe essentiel, l'indicateur (colonne) étant réduit à sa plus simple expression. On peut aussi utiliser des capteurs dilatométriques plus simples, sous forme de simples barres métalliques, mais il faut alors toute une cinématique d'indication. On voit par ce très simple exemple, qu'une des caractéristiques essentielles de la chaîne de mesure qui suit le détecteur sera liée à l'amplification qu'elle doit fournir.

La simplicité de l'ensemble de l'appareillage dépendra donc essentiellement :

1° - de la correspondance de nature des paramètres d'entrée et de sortie

2° - du rôle plus ou moins important que doit remplir la partie qui fait suite au capteur, sous forme d'amplification, de transformation de signaux, ou de corrections éventuelles.

Il sera, par principe, avantageux de disposer de capteurs dont le signal de sortie est facilement utilisable vis-à-vis des nécessités d'amplification ou de transformation ; et dans l'état actuel de nos techniques, il semble qu'à ce point de vue, des capteurs à sortie électrique soient particulièrement intéressants.

1.3.8 - Capteurs : autonomes ou assistés

Au point de vue de l'amplification, on est ainsi amené à considérer deux types de capteurs :

1° - Ceux que nous appellerons autonomes, tels les thermocouples dont le signal de sortie, la f.e.m.thermoélectrique, s'accompagne en général d'une certaine puissance produite par un courant galvanométrique, lorsque ces capteurs sont utilisés dans des circuits résistants (purement passifs) ne possédant pas de source extérieure. La chute ohmique est alors équilibrée par la f.e.m.thermoélectrique. Dans les capteurs autonomes, un équilibre parfait est impossible, le capteur doit prélever à l'extérieur une énergie qui lui sert à

assurer le fonctionnement de l'indicateur. Cette énergie est échangée entre les soudures chaude et froide, sous forme calorifique. De même, dans un baromètre anéroïde, le travail de déformation d'une membrane est utilisé pour actionner mécaniquement l'aiguille de l'indicateur. On conçoit que la sensibilité de tels systèmes sera forcément très limitée.

2° - Un deuxième cas est celui des capteurs assistés : thermomètres à résistance montée en pont de Wheatstone, thermocouples reliés à un amplificateur possédant une impédance d'entrée généralement très élevée.

Dans ces appareillages, plus élaborés que les précédents, le capteur bénéficie d'une source d'énergie auxiliaire appartenant à l'appareil, et l'énergie nécessaire à l'indication du signal de mesure n'a pas à être fournie par le milieu qui entoure le capteur. Ainsi, dans un thermomètre à résistance, le corps thermométrique se met en équilibre thermique avec son entourage, et un système voltmétrique quelconque permet la mesure de la résistance électrique du capteur, par l'intermédiaire de la différence de potentiel à ses bornes quand on alimente avec un courant connu fourni par l'appareillage. Suivant l'intensité de ce courant, la mesure de résistance sera effectuée avec une plus ou moins grande précision, de sorte que les appareils à capteurs assistés, tributaires d'un apport d'énergie extérieur, possèdent une sensibilité variable liée à la fonction "amplification" de la chaîne de mesure.

Le fonctionnement d'un appareil à capteur assisté idéal, caractérisé par un gain infini de l'amplificateur, ne devrait perturber d'aucune manière l'entourage du capteur. Un capteur assisté n'est donc apte qu'à percevoir un état d'équilibre local obtenu quand l'échange, en général de nature énergétique, est nul à travers les parois qui séparent le capteur de son entourage.

1.3.9 - Mode d'utilisation des capteurs

En général, les paramètres mesurables par les capteurs passifs assistés ou autonomes, ne peuvent être liés qu'à des propriétés dépourvues de tout caractère évolutif, ce qui est, par exemple, le cas pour les masses volumiques, obtenues par pesée, les températures, les pressions hydrostatiques...

Lorsqu'on désire accéder à la mesure de paramètres physiques faisant intervenir des mouvements et des transports d'énergie, un appareil à capteur passif n'est plus utilisable. Il en va ainsi, à l'intérieur d'un fluide, pour la mesure des viscosités, des conductivités thermiques... On envisagera alors l'emploi d'appareils à capteurs "actifs", en général assistés, en vue de performances élevées en gain.

Dans un champ fluide, à faibles gradients et à propriétés lentement variables en l'absence du capteur, la "sonde de mesure" introduite doit, par sa simple présence, apporter une faible perturbation dans l'espace et dans le temps. Ces conditions étant remplies, la sonde ne fournit d'information exploitable que si elle est excitée artificiellement; elle agit alors sur le milieu qui l'entoure en y créant son propre champ de perturbations, qu'on a intérêt à choisir de faible amplitude, et à étendre le moins possible autour d'elle, et ce, pendant des durées les plus faibles possibles, pour ne pas apporter dans le champ général des perturbations trop étendues.

Ainsi, on est amené à concevoir des appareillages à capteurs actifs, créateurs de faibles perturbations, grâce auxquelles sont établis, dans le champ, des gradients localisés, contrôlables et liés aux quantités qui font l'objet des mesures.

Nous venons donc de déterminer les conditions fondamentales à partir desquelles les appareillages pourront être conçus désormais : il s'agira d'utiliser des capteurs thermiques, corps thermométriques de petite taille, dont on souhaite perturber, de façon contrôlée et sous forme d'impulsions, l'état de température (donc d'énergie interne). Ainsi, le corps thermométrique baigné par le fluide sera tantôt écarté thermiquement de son état d'équilibre, et tantôt y reviendra. En étudiant l'évolution de la température du capteur au cours du temps, aussi bien pendant les phases d'excitation que pendant les phases de retour à l'équilibre, on sera à même de caractériser la dissipation thermique au niveau des parois du capteur baignées par le fluide. Les caractéristiques de dissipation sont fonction de la conductivité thermique du milieu ou, plutôt, puisqu'il s'agit de régimes non permanents, de sa diffusivité thermique. Dans les fluides en mouvement la dissipation est régie par le phénomène de convection qui dépend essentiellement de la vitesse locale du fluide.

En combinant judicieusement les modes d'excitation, on parviendra donc à la possibilité de mesurer avec le même appareillage et avec le même capteur, les paramètres suivants:

a) dans les fluides immobiles: T, λ et ρc

b) dans les fluides en mouvement: T et $\vec{V}$.

(Le paramètre thermodynamique complémentaire sera, par exemple, la pression d'arrêt p_i mesurée par ailleurs suivant les procédés classiques). Comme il sera montré plus loin, dans certains cas, le même capteur peut aussi être utilisé à la mesure de p_i.

On verra, au chapitre 3 que les paramètres précédents font l'objet d'un champ de mesures très étendu, tant par la nature ou l'état des fluides étudiés, que par la diversité des données indirectes qui peuvent être déduites, par le calcul, des résultats bruts de mesure.

On jugera d'autre part de l'avantage représenté par l'utilisation de capteurs thermiques doués d'inerties calorifiques très faibles, par les performances en temps de réponse obtenues avec des appareillages dont certains semblent particulièrement adaptés à l'étude des phénomènes de turbulence.

Enfin, la simplicité technologique, la possibilité d'une sortie électrique à niveau intéressant, la souplesse d'emploi des capteurs thermiques sont autant de points dont l'intérêt apparaîtra de plus en plus évident au cours du développement de ce travail :

Nous envisageons dans notre étude, uniquement pour limiter le sujet, l'utilisation exclusive de thermocouples d'une part, d'éléments thermorésistants d'autre part, sous la forme de fils ou dépôts métalliques, ou de semi-conducteurs (thermistances) utilisés dans des ponts de Wheatstone. On pourrait, de façon analogue, envisager l'emploi d'autres capteurs, tels que les capteurs à variation de capacité, de réluctance, les éléments thermophotoémissifs, les diodes à infrarouge, les cristaux pyroélectriques, etc... Nous avons seulement considéré ici les deux cas les plus classiques du thermocouple, qui peut être utilisé en capteur autonome, et du corps thermorésistant qui est toujours utilisé en capteur assisté alimenté par un pont de Wheatstone.

On discutera au chapitre 3 des performances détaillées des divers types de capteur. Auparavant, il convient de préciser le mode de fonctionnement de l'ensemble des appareillages.

1.4 - PRINCIPES GENERAUX DES APPAREILLAGES

1.4.1 - Mode d'utilisation impulsionnel, Répétition

Certains appareillages classiques possèdent des capteurs actifs : ainsi, un fil chauffé électriquement, en permanence et à puissance constante à l'intérieur d'un milieu fluide, prend une température d'équilibre qui dépend de la dissipation thermique dans le champ local qui l'entoure. Dans

un fluide en mouvement, la dissipation dépend de la vitesse du fluide; c'est le principe des anémomètres à fil chaud. Dans un gaz immobile ou raréfié, la dissipation dépend de la pression, ce qui a conduit à la réalisation de certains types de manomètres thermiques, en particulier les jauges de Pirani.

Ces appareils classiques étant alimentés en permanence, le champ qu'ils créent s'étend à des distances assez grandes du capteur et, dans certains cas, l'état d'équilibre du capteur est affecté par les gradients à grande distance du champ général, de sorte que, par exemple, les indications d'anémomètres à fil chaud sont difficiles à interpréter dans les écoulements à faibles nombres de Reynolds et à forts gradients. Dans les fluides immobiles, la perturbation à caractère permanent apportée par le capteur s'accompagne, d'autre part, d'une mise en mouvement du fluide par convection naturelle, ce qui complique beaucoup le phénomène de dissipation.

De façon générale, la création d'un champ local de perturbations permanent, par le capteur, s'accompagne d'effets à grande distance.

Si en revanche, le capteur est excité par des impulsions brèves, celles-ci développent dans son proche entourage des gradients importants pendant des temps très courts, durant lesquels l'écart par rapport à l'équilibre du capteur reste grand.

Grâce à l'excitation impulsionnelle, il est ainsi possible de limiter le champ des perturbations du capteur dans l'espace et dans le temps, et, par suite, d'observer des modifications de "crête" notables de son état (ce qui constitue le signal de mesure) tout en maintenant son énergie perturbatrice très faible en moyenne.

Nous avons donc développé des appareillages à capteur actif opérant par impulsions répétées à des intervalles de temps réguliers; on peut rapprocher ce mode de fonctionnement de celui utilisé dans les radars, dans lesquels le même capteur (antenne) émet les impulsions et reçoit leur écho, le processus étant répété. Le dispositif que nous décrivons comporte, comme un radar, un capteur qui joue à la fois le rôle d'"antenne" émettrice et réceptrice du signal de mesure, un connecteur, et deux lignes d'excitation et de réception qui doivent être dissociées l'une de l'autre par un système séparateur, qui empêche le récepteur d'être soumis pendant les périodes d'émission aux signaux de niveau élevé produits par l'excitateur (fig. 1).

Nous définissons donc notre méthode comme un dispositif à capteur actif excité par impulsions récurrentes, perturbant son entourage de façon très limitée dans le temps et dans l'espace. Il permet d'étudier, au niveau du capteur lui-même, l'effet des perturbations qu'il crée.

1.4.2 - Excitation, Séparation

Suivant la nature du capteur, l'excitation peut être effectuée de façons très différentes. Dans un premier cas, qui est le plus simple et qui concerne un capteur thermocouple, l'excitation est fournie par un chauffage Joule en courant alternatif, pour éviter l'effet Peltier.

Dans ces conditions, on doit séparer, après le capteur, l'évolution à bas niveau de la différence de potentiel thermoélectrique, de la composante alternative, beaucoup plus importante, résultant de la chute ohmique imposée pendant le créneau d'excitation.

- A cet effet, un filtre passe-bas à haute performance est utilisé. Son usage impose toutefois l'emploi d'une excitation en courant alternatif.

- On peut aussi utiliser un découpage à haute fréquence qui permet de commuter le détecteur, tantôt sur son circuit de mesure, tantôt sur son circuit d'excitation. Cette solution, très sûre, est relativement simple dans le cas de signaux à basse fréquence, et nous décrirons un dispositif à relais vibrant, qui peut d'ailleurs être remplacé par un commutateur électronique.

- Enfin, lorsque l'amplitude de l'excitation produite par exemple en courant alternatif n'est pas trop grande, on peut utiliser un montage en pont. Le pont doit être équilibré en alternatif pour l'état de repos thermique. Il reste équilibré en présence de l'excitation, et son déséquilibre en continu provient de la tension thermoélectrique développée sur le couple placé dans une branche du pont. Cette dernière solution à l'inconvénient grave de nécessiter un pont à équilibrage automatique, et, d'autre part, les variations de résistance du couple au cours de son chauffage contribuent à un déséquilibre parasite du pont pendant la phase d'excitation, durant laquelle le pont est alimenté à forte intensité.

- Les deux dernières solutions, découpage et pont, ont en revanche l'avantage de permettre un type quelconque d'excitation, en courant continu par exemple, ce qui est indispensable pour des excitations de thermocouples en effet Peltier.

1.4.3 - Alignement

Une conséquence fondamentale du mode de fonctionnement choisi est que:

chaque impulsion étant très limitée en durée, ainsi que l'effet qui en résulte sur le capteur, le capteur fonctionne en répétant des expériences complètes, partant d'un état initial qui correspond à l'équilibre du capteur, cet équilibre devant se retrouver lors de l'évanouissement du signal de mesure détecté.

Le signal de réponse à chaque impulsion émise part donc d'un zéro expérimental et se termine asymptotiquement au même niveau zéro, à la condition que le champ étudié soit resté suffisamment stationnaire pendant la durée d'une expérience, ce qui peut toujours être le cas si cette durée est assez faible vis-à-vis de la vitesse d'évolution des phénomènes étudiés.(Fig.1.3).

Si le dispositif de mesure comporte un calage automatique de l'indication sur le niveau initial ou final, qui sont identiques, l'appareillage sera à l'abri de tout risque de dérive (celle-ci étant jugée négligeable pendant la très faible durée d'une expérience).

Il conviendra donc, dans la chaîne de mesure, de réaliser un dispositif d' "alignement". Cet alignement permet en outre de caler l'indicateur au zéro au début de chaque expérience, de sorte que, même si les gradients du champ général affectent le signal de mesure perçu au niveau du capteur au repos, il n'en est pas tenu compte dans l'indication, qui dépend seulement de la perturbation émise par le capteur, et non de celles qui peuvent déjà exister dans le champ avant l'excitation. On évite ainsi, dans une certaine mesure, les erreurs dues aux gradients de champ préexistants.

De cet alignement résulte en outre une grande souplesse d'emploi et un rôle polyvalent, puisque le capteur peut fonctionner sans inconvénient en mode perturbé (actif), et également avec un indicateur indépendant, en capteur passif utilisant le signal non aligné : ainsi, un capteur thermocouple peut indiquer sa température moyenne Tm (fonctionnement passif) sans que son fonctionnement en capteur actif destiné aux mesures de dissipation soit affecté. On accèdera donc ainsi avec le même capteur et aux mêmes instants à la mesure de $\overline{T}$ d'une part, de $\overline{\Lambda}$ ou de $\overline{\nabla}$ d'autre part. D'où le bloc diagramme de séparation des voies de mesures.(Fig.1.4).

Dans ce qui suit on s'intéressera particulièrement à l'utilisation du signal actif, l'indication du signal passif pouvant être obtenue simplement à des intervalles de temps réguliers au moyen d'un séparateur et d'un voltmètre de crête, ou même par simple filtrage.

1.4.4 - Analyse du signal détecté

En réponse à l'excitation qu'il crée, le capteur perçoit un signal qui a la forme indiquée sur la figure 1.5. Il s'agit de caractériser ce signal. Suivant la signification du paramètre à étudier et les conditions du dépouillement du signal brut, on peut considérer comme signal à indiquer, par exemple l'aire du signal reçu, ou son amplitude maximale, ou l'amplitude du signal à un instant donné fixé par rapport à une origine des temps située au début du signal émis, ou la dérivée à cet instant, etc...

Si la dérive des amplificateurs a peu d'effet, étant donné le recalage, le gain doit en revanche être stable, à moins d'utiliser par exemple un dispositif à compensation ou à préaffichage de rapport d'amplitudes, comme nous allons le préciser.

Dans ce dernier mode de réalisation, la chaîne de mesure comportant des amplificateurs dont la stabilité en gain est toujours quelque peu douteuse, il nous a paru intéressant d'adopter pour paramètre de mesure, la durée τ qui sépare le passage du signal en deux points A_1 et A_2 d'amplitude fixée ou, plus exactement, en deux points pour lesquels le rapport d'amplitude a_1 / a_2 est fixé. Ainsi, même si le gain de l'amplificateur n'est pas parfaitement stable, le rapport des deux mesures effectuées à des instants très rapprochés demeurera constant. En outre, le signal résultant se présente sous la forme d'un créneau, ou de deux impulsions, ce qui est particulièrement commode en télémesures.

Enfin, l'amplitude de l'excitation n'a pas à être fixée de façon parfaite : il suffit que l'un des deux points choisis puisse être caractérisé sur la courbe de réponse, sans que l'extension en amplitude de cette courbe doive être d'une extrême stabilité. Nous avons ainsi caractérisé le point A_1 qui correspond à l'interruption du signal d'excitation et, par suite, au sommet de la courbe de réponse. A cet effet, l'amplitude a_1 est (comme l'amplitude a_2) préaffichée, et un montage comparateur déclenche une bascule au moment où l'amplitude du signal de mesure dépasse le niveau préaffiché.

L'impulsion délivrée par la bascule de A_1 est utilisée pour interrompre alors le signal d'excitation, ce qui permet de fixer le point A_1 en tant que niveau de crête.

Le niveau a_1 de déclenchement de la bascule est obtenu par le comparateur après amplification du signal de réponse du capteur, en sorte que les variations éventuelles du gain, et la dérive du préaffichage, conduisant à fixer au point A_1 une amplitude réelle quelque peu variable sur le détecteur lui-même. Il n'en résultera pas d'erreur sensible sur le signal de mesure, à condition que seul le rapport des amplitudes préaffichées a_2/a_1 soit maintenu fixe avec une grande précision. L'utilisation de transistors unijonctions dans des conditions aussi voisines que possible pour les deux circuits de comparaison de A_1 et A_2 garantit une stabilité thermique très satisfaisante du rapport a_1/a_2.

1.4.5 - Calibration. Signaux analogiques

On vient de voir qu'il n'est pas nécessaire de disposer d'un amplificateur à gain très stable. Par suite du recalage au début de chaque excitation, des dérives lentes de cet amplificateur peuvent être également admises.

La puissance fournie par l'excitation peut, elle aussi, être légèrement variable, à condition que l'excitation garde un caractère impulsionnel, ce qui se traduit par une montée brève du signal par rapport au temps de retour à l'équilibre : en effet, l'excitation est automatiquement interrompue au moment où le signal détecté atteint le niveau préaffiché A_1.

La valeur absolue de ce préaffichage n'est pas, elle-même, obligatoirement très précise. Seul le rapport des préaffichages A_1/A_2 doit être impérativement constant.

On peut envisager un contrôle direct de la valeur de ce rapport. Nous avons préféré effectuer la calibration au moyen d'un signal d'étalonnage artificiel qui a une forme analogue aux signaux du détecteur; ce signal d'étalonnage est fourni, avant amplification, au niveau du détecteur lui-même.

Ainsi, un signal analogique d'étalonnage, obtenu par charge rapide et décharge lente d'un condensateur à travers des résistances de précision, permet de vérifier le fonctionnement d'ensemble de la chaîne de mesure.

Avec ce signal analogique, on peut vérifier que le résultat des mesures n'est pas affecté par de faibles écarts dus aux dérives diverses ou aux irrégularités de gain, ainsi qu' petites variations de l'intensité d'excitation ou de la fréquence de récurrence.

On peut aussi, en faisant la différence à l'entrée de l'amplificateur entre le signal analogique et le signal du capteur, obtenir une compensation, permanente ou intermittente, grâce à laquelle il suffit de disposer d'un indicateur de zéro, le gain d'amplification n'intervenant plus.

1.4.6 - Conclusion

Les principes de base énoncés ci-dessus ont été mis en oeuvre dans une série d'appareillages qui vont être décrits dans le chapitre suivant.

C'est seulement après la mise au point de dispositifs satisfaisants pour la commande de séquences, la séparation, l'amplification et l'indication, qu'une étude détaillée des capteurs peut être entreprise. En effet, le fonctionnement des capteurs est lié à celui des appareillages, et il est généralement plus simple d'adapter un capteur à un appareillage déjà construit, plutôt que d'envisager des modifications profondes d'appareillages pour vouloir utiliser un capteur particulier. Aussi traiterons-nous en premier lieu de la description détaillée des dispositifs de mesure, et, par la suite, nous étudierons les performances des divers types de capteurs, adaptés aux utilisations variées dont nous donnerons un bref aperçu en conclusion de ce travail.

2 .- APPAREILLAGES

2.1 - GENERALITES, QUELQUES EXEMPLES DE SYSTEMES A CAPTEURS ACTIFS ET PASSIFS

On a déjà noté, au § 1.4.1, que dans les appareils à capteurs actifs, les fonctions émission et réception doivent être toujours discriminées : dans le radar, le récepteur doit être "désensibilisé" pendant les périodes d'émission; dans le fil chaud, le système de pont permet simultanément l'alimentation du capteur avec un fort courant, et la mesure de sa résistance. Dans les deux cas, l'appareillage à capteur actif nécessite un organe que nous avons appelé séparateur, et qui permet au capteur d'être relié, d'une part, à son circuit d'émission et, d'autre part, à son circuit de réception. Le cas du pont de Wheatstone est très particulier, puisqu'il utilise pour la réception et l'amplification du signal détecté le courant d'alimentation lui-même.

On conçoit, d'après ce qui précède, que l'étude d'appareillages à capteurs actifs sera plus compliquée que celle des appareils à capteurs autonomes ou passifs; la figure 2.1 schématise en effet les fonctions principales de l'appareil à capteur autonome, composé seulement du capteur, du connecteur, et de l'indicateur.

Les figures 2.2 donnent des schémas blocs d'appareils à capteurs assistés, déjà plus compliqués que les précédents.

La figure 2.3 décrit un modèle particulièrement simple d'appareil à capteur actif.

Dans le cas de l'appareil à pont de Wheatstone, le séparateur, l'amplificateur et l'émetteur sont groupés dans le pont (fig.2.4).

On voit qu'un appareil à capteur actif devra posséder un détecteur apte à émettre et à recevoir, un connecteur qui devra transmettre à la fois émission et réception, et, enfin, un organe séparateur parfois assez compliqué, à la différence des autres systèmes dont chaque élément répond à une fonction simple.

En revanche, l'appareil à capteur actif délivre une information de caractère beaucoup moins élémentaire que celle d'un capteur passif, puisque le capteur actif agit dans un véritable domaine d'influence crée par l'excitation et non par la simple présence matérielle du capteur; il peut accéder à la mesure des paramètres très variés qu'on précisera plus loin.

Pour compléter les notions précédentes, nous distinguerons les appareils à capteurs actifs des appareils actifs possédant un émetteur et un récepteur distincts, et qui peuvent être équipés de capteurs passifs ou autonomes, jouant en général le rôle de récepteurs et n'intervenant pas dans l'émission.

Ainsi, à la différence du radar, où l'antenne et le guide servent à la fois à l'émission et à la réception, un sondeur à ultrasons possède une cloche émettrice entièrement séparée du quartz récepteur, et leurs circuits sont nettement distincts (les périodes d'émission et d'écoute n'interfèrent pas car l'appareil, comme un radar, possède un séparateur).

De même, un simple appareil photographique muni d'un flash, ou un système de visée infrarouge muni d'un phare, sont des appareils actifs et non des appareils à capteurs actifs : l'illuminateur est distinct du récepteur constitué par la plaque photographique (récepteur autonome) ou le tube transformateur d'image (récepteur passif).

La plupart des appareils d'optique, d'électronique ou de physique corpusculaire entrent dans la catégorie des appareils actifs : ils possèdent une source et un récepteur séparés entre lesquels on dispose le milieu à étudier.

Dans certains appareils d'un type intermédiaire, c'est parfois le milieu lui-même qui reçoit le détecteur destiné à transmettre au récepteur la réponse à l'excitation de l'illuminateur, c'est le cas par exemple des appareils de thermofluorescence : le détecteur est alors formé par le dépôt thermosensible, il est éclairé par une source et réémet un rayonnement, caractéristique de sa propre température, qu'on observe avec un récepteur convenable (photomultiplicateur, par exemple). En général, l'illumination apporte une énergie assez faible pour ne pas échauffer le dépôt qui peut être considéré comme un thermomètre, capteur passif à alimentation extérieure (assisté) ne réagissant pas sur le milieu qui l'entoure. Un appareillage de thermofluorescence est donc un appareil actif puisqu'il possède une source et un récepteur, mais le capteur lui-même est constitué par le dépôt qui joue un rôle purement passif.

On voit, d'après ces quelques exemples, que la plupart des appareils à capteurs assistés peuvent être considérés comme des appareils actifs, puisque l'alimentation des capteurs fournit l'excitation nécessaire à leur fonctionnement et constitue donc, en quelque sorte, une fonction émission. Au stade de l'appareillage complet, les qualificatifs "actif" ou "passif" perdent donc de leur netteté et c'est pour cette raison que nous préférons les réserver aux capteurs eux-mêmes, pour lesquels aucune ambiguïté n'est possible.

Il y a en effet une différence essentielle de principe, à notre avis, entre l'appareil à capteur actif dans lequel l'émetteur et le récepteur sont confondus au niveau du capteur, et l'appareil actif dans lequel ces éléments sont séparés et distincts du capteur.

Compte tenu de ces remarques très générales, nous allons maintenant étudier les divers éléments constitutifs d'appareils à capteur actif destinés à l'utilisation de capteurs thermiques : thermomètres à résistance ou thermocouples.

En vue d'obtenir, au stade des essais de laboratoire, une grande souplesse quant à l'adaptation des capteurs à des conditions d'emploi très différentes, on a eu le souci constant de réaliser les appareillages sous la forme de blocs indépendants dont chaque élément représente une des fonctions simples du système de mesure.

Ainsi, on distinguera successivement les blocs :

- base de temps et commutation
- séparation ou filtrage
- amplification
- traitement du signal
- indication

2.2 - BASES DE TEMPS

Comme on s'intéresse à la réalisation d'expériences déclenchées à des instants choisis, et faisant intervenir des temps courts, le premier élément est constitué par les bases de temps, qui servent de pilote, et de commande du rythme des perturbations imposées sur le capteur.

Quel que soit le type de détecteur utilisé, on souhaite établir l'excitation pendant une durée déterminée, suivie d'un temps d'observation du signal délivré par le capteur lors de son retour à l'équilibre. On réalisera donc des bases de temps déclenchant un relais, par exemple, pendant un temps prédéterminé, et cela, soit à un instant choisi au moyen d'une commande par bouton poussoir ou par une impulsion quelconque, soit à un rythme régulier imposant une répétition des expériences à une fréquence de récurrence réglable.

2.2.1 - Coup par coup

Le type le plus simple de base de temps sera constitué par un système coup par coup, dans lequel un monostable est déclenché par une impulsion résultant de la rupture d'un circuit.

Après adaptation convenable du créneau délivré par le monostable, on peut ainsi déclencher un relais. Nous donnons figure 2.5, un exemple de réalisation peu onéreux. Le relais peut être du type simple inverseur, son contact commun étant relié au capteur, tandis que les contacts extrêmes sont reliés, l'un au circuit d'excitation, l'autre au circuit de mesure. Dans une réalisation particulièrement peu coûteuse en puissance électrique, l'ensemble utilisera des relais Reed à faible consommation; si on souhaite des commutations très franches, sans rebondissement, avec des contacts à faible bruit ou faible effet thermoélectrique, on utilisera un relais à mercure.

Le contact "excitation" peut être relié à une simple pile, tandis que le contact "mesure" sera relié à un amplificateur, à un galvanomètre balistique, ou mieux, à un fluxmètre. Avec un dispositif de ce genre, il n'est naturellement pas possible de suivre l'évolution de l'état du capteur pendant la durée de l'excitation. Nous donnons un schéma de commutation complet, en vue de montrer sa simplicité d'ensemble.

Il peut être avantageux d'isoler les deux bornes du capteur, et d'établir l'excitation pendant un temps commandé manuellement.(fig.2.6).

2.2.2 - Récurrence

Lorsqu'on désire répéter chaque expérience, c'est-à-dire chaque durée d'excitation, à un rythme choisi, on peut utiliser avantageusement des systèmes rotatifs. Nous avons réalisé un montage à cames et interrupteurs microcontacts qui permet une commande de 8 circuits différents (8 capteurs commandés par la même base de temps), ou la commande d'un seul circuit à des fréquences double, quadruple, ou octuple de la fréquence de rotation de la came.

Un dispositif particulièrement sûr, dépourvu de tout bruit de commutation, et d'un prix de revient négligeable, peut être constitué par une fontaine Héron avec contact à mercure dans un tube en U.

Pour obtenir des temps de commutation rapide et un réglage par potentiomètre, nous avons utilisé plus volontiers un bistable à transistor piloté par une base de temps à transistor unijonction, tel que celui schématisé figure 2.7. On obtient ainsi des temps de travail du relais très sensiblement égaux aux temps de repos : le seul réglage est celui de la fréquence de récurrence. Nous verrons plus loin, § 2.4.2.3, dans quels cas il est intéressant d'utiliser ce mode de fonctionnement réalisant des durées d'excitation égales aux durées de retour à l'équilibre.

On notera en outre que ce dispositif convient pour la commande des boîtes de commutation pilotées par pas à pas, ou par relais, et destinées en particulier à l'enregistrement, ou à la mise en circuit, de plusieurs voies de mesure successives sur un dispositif monovoie de traitement d'information.

Le plus souvent, on souhaite opérer avec des durées d'excitation beaucoup plus courtes que les durées de retour à l'équilibre. On utilisera alors, au lieu d'un bistable, un monostable piloté par une bascule à unijonction du type précédent (Fig. 2.8).

La mise en court-circuit de la bascule à unijonction permet une commande coup par coup, si on le désire.

Nous avons réalisé, sur ce principe, une boîte fonctionnelle de commutation, avec un relais quadruple inverseur à contacts spéciaux pour faible bruit thermoélectrique, dont les sorties, blindées, peuvent être facilement connectées à des circuits quelconques.

Enfin, les fonctions précédemment décrites peuvent être facilement obtenues quand on dispose d'un générateur d'impulsions, ou d'un chronographe. Ces derniers appareils nous servent à contrôler la fidélité et la stabilité en température des bascules diverses, réalisées au laboratoire avec des dépenses minimes.

2.3 - ORGANES SEPARATEURS

2.3.1 - Leur nécessité

Pour connaître, à chaque instant, l'évolution des états du capteur, on doit pouvoir, même pendant les périodes où il est excité, enregistrer son signal de sortie.

Or un capteur thermique, thermocouple ou élément thermorésistant monté dans un pont de Weatstone, délivre un signal de sortie fonction de sa température, à un niveau de tension faible, se chiffrant en microvolts, ou en millivolts. Lorsqu'on soumet ce même élément à un effet Joule, par exemple, destiné à perturber son équilibre thermique, il faut alors imposer à ses bornes une différence de potentiel qui peut atteindre plusieurs volts.

Il convient donc de disposer d'une séparation très efficace entre le signal de sortie traduisant l'état thermique du capteur, signal qui ne met généralement en jeu, même dans les capteurs autonomes, aucun prélèvement notable d'énergie, et le signal d'excitation qui, lui, apporte dans l'élément sensible une puissance calorifique notable.

Certes il est usuel de dissocier dans certains appareils classiques, le circuit de mesure du capteur du circuit d'excitation, en utilisant un dispositif d'excitation complètement séparé électriquement, et parfaitement isolé du circuit du capteur, lequel est par exemple simplement accolé à l'élément excitateur, et en contact thermique aussi bon que possible avec lui. Cette solution, bien que classiquement adoptée (thermocouples "de mesure"), nous paraît néfaste à tous points de vue.

Nous fondons en effet l'ensemble de nos principes de mesure sur le fait que le contact thermique est excellent à l'intersurface fluide-paroi du capteur. Il serait alors inconsidéré d'imaginer que le volume même du capteur, élément sensible, puisse être le siège de gradients de température, inévitables lorsque l'élément excitateur n'est pas confondu intégralement avec l'élément détecteur : Si c'était en effet le cas, il faudrait prendre en considération des résistances thermiques, dans le solide formé du détecteur et de l'excitateur. L'existence de résistances de contact entre parties solides contiguës séparées par de l'isolant est en effet inévitable, et les régimes de chocs thermiques auxquels on désire soumettre les capteurs sont éminemment favorables, du fait des cycles de dilatation alternés, à l'établissement de telles résistances de contact. Il paraît donc absurde de s'exposer à ces difficultés, alors même que le milieu en expérience offre précisément l'avantage de ne pas présenter, pour son compte, de résistances de contact à la surface du capteur.

En revanche, il est a priori théoriquement possible, et parfois même souhaitable, de séparer par le fluide en expérience lui-même l'élément excitateur de l'élément capteur, qui joue alors un rôle purement passif. Une telle solution, cependant, a l'inconvénient primordial de sortir du cadre que nous nous sommes précédemment fixé, et qui consiste à utiliser un capteur à effet pariétal, jouant un rôle actif, c'est-à-dire émettant par ses propres parois la perturbation calorique dont on étudie l'effet.

En outre, une telle disposition, nécessitant un découplage matériel du détecteur et de l'excitateur, impose l'emploi de sondes à 4 conducteurs ou, dans le cas d'un fil commun, à 3 conducteurs au minimum (Fig.2.9).

Un défaut beaucoup plus grave réside dans le fait que la miniaturisation, indispensable pour la précision de la localisation et la brièveté du temps de réponse, parait incompatible avec la possibilité de rapprocher (sans contact solide), deux éléments très petits (dont l'un influencera l'autre), de manière qu'une rigidité et une indéformabilité parfaites soient assurées vis à vis de leurs distances respectives.

Il est évidemment possible d'utiliser un excitateur séparé dépourvu de connecteur, tel qu'une source lumineuse focalisée sur le point de détection. Là encore, on a un défaut de principe tenant au fait que le point de mesure ne se comporte pas comme un récepteur parfait de rayonnement : la moindre variation dans la disposition géométrique ou dans le coefficient d'absorption du détecteur est une cause d'erreur. En effet, l'excitation est alors, comme dans le cas précédent, transmise au volume détecteur sous forme d'un flux d'énergie cédé à travers une résistance thermique ou, plus exactement ici, à travers un système dont l'atténuation dépend du facteur d'absorption au point de détection.

2.3.2 - Capteurs séparateurs. Thermocouple à quatre fils

Dans certains cas, et, en particulier, lorsque le détecteur a une géométrie quasi-ponctuelle, il est possible d'apporter la puissance excitatrice au niveau du point de détection au moyen d'un circuit séparé. C'est par exemple, le cas du thermocouple à quatre fils, dans lequel le détecteur thermométrique est constitué par une soudure très petite, donc très sensiblement équipotentielle. Si un conducteur dit d'excitation est à son tour soudé au point de mesure thermométrique, il peut sans inconvénient apporter de la puissance sous forme d'effet Joule, par exemple. Une réalisation simple consiste à souder en croix, à la façon d'un réticule, deux fils de nature différente formant un couple thermoélectrique. Deux demi-fils servent de détecteur thermocouple, les deux autres apportent la perturbation thermique sous forme d'effet Joule. Avec une soudure assez ponctuelle, on parvient ainsi à une séparation à peu près parfaite entre la détection et l'excitation (Fig.2.10). Il sera naturellement préférable d'apporter l'effet Joule par un courant alternatif pour éviter tout effet Peltier sur la soudure. Il a été constaté, d'autre part, que la qualité de la soudure joue un rôle déterminant, de sorte que la fiabilité de ce dispositif parait incertaine par suite des vieillissement inévitables et des microdiffusions.

Toutefois, en utilisant des fils très fins (diamètre 0,02mm), soudés en croix électriquement, nous avons obtenu des résultats satisfaisants avec des montages analogues à celui du § 3.3.4.1, dont les caractéristiques thermiques sont calculables en raison de la simplicité géométrique de l'ensemble.

2.3.3 - Séparateurs à commutations

2.3.3.1 - Commutations lentes et indications instantanées

L'idée la plus naturelle pour réaliser la séparation entre le signal d'excitation et le signal de mesure semble être de procéder à une séparation des fonctions dans le temps : tantôt le capteur est relié à l'excitateur, et tantôt au circuit de mesure. Cette méthode, utilisée en particulier dans les radars, a le défaut d'interdire l'observation de l'état du capteur au cours de l'excitation.

En fait, pour un appareillage de type industriel où l'on n'observe que des phénomènes déjà connus qualitativement, cette insuffisance n'est pas très grave. Nous avons d'ailleurs réalisé une série d'appareillages, fonctionnant sur ce principe, au moyen d'une base de temps fournissant les cycles indiqués sur la figure 2.11, et commandant un système de deux relais :

Les impulsions A délivrées par une bascule à transistor unijonction commandent un monostable fournissant les créneaux B qui commandent un relais R_1.

Après dérivation et mise en forme, le front de descente des créneaux B fournit une impulsion C qui sert de signal de commande à un bistable D, qui commande le relais R_2 avec un léger retard à l'ouverture.

L'excitation est commandée pendant les périodes de repos communes aux relais R_1 et R_2 connectés en série, tandis que les signaux à mesurer sont commutés alternativement sur deux voies différentes M_1 et M_2 pendant les périodes de travail de R_1, de façon à permettre l'enregistrement des amplitudes du signal de sortie du capteur aux instants respectifs de fin et de début d'excitation. Ainsi, grâce à un dispositif de mémorisation tel que celui décrit ultérieurement au § 2.4.2.2, il est possible d'enregistrer l'amplitude totale de la réponse du capteur.

2.3.3.2 - Découpage des signaux

a)- La méthode qui vient d'être décrite ne permet pas d'étudier la cinétique thermique en cours d'excitation, mais elle offre seulement la possibilité d'observer le niveau du signal délivré par le capteur, à deux instants dont la phase est déterminée à l'intérieur d'un phénomène périodique (cas d'excitations récurrentes). On peut, en revanche, facilement observer la cinétique du retour à l'équilibre thermique, au moyen d'un simple relais inverseur qui est commuté tantôt sur la source d'excitation, tantôt sur le circuit de mesure, à un rythme imposé par un monostable, commandé lui-même par une base de temps à impulsion, tel que celui déjà décrit en 2.1.2. (fig.2.12).

On utilisera avantageusement un relais à contacts indépendants (relais Reed par exemple), dont l'un est relié au circuit de mesure et doit être de grande qualité au point de vue des couples parasites et du bruit de fond , tandis que l'autre contact, relié à l'excitateur, doit être susceptible de fonctionner avec des intensités notables.

Pour refermer le circuit de mesure et observer un zéro de l'amplificateur pendant les phases d'excitation, on disposera une forte résistance R en court-circuit, qui ne shuntera pratiquement pas le signal de mesure, lequel est obtenu sous forme de tension fournie par le capteur dont la résistance interne r sera toujours plus petite que R.

Par exemple, si l'on dispose d'un amplificateur dont l'impédance d'entrée est suffisante, on prendra R = 500 kΩ lorsque r = 10 kΩ, ce qui correspond au cas, le plus défavorable, d'un circuit à thermistance.

Nous présentons figure 2.13 un modèle de signal obtenu par ce procédé.

b)- Le mode de découpage (fig.2.12) peut être utilisé de façon à permettre une observation quasi continue de l'état du capteur, au moyen d'une commutation à fréquence élevée suivie de démodulation. A fréquence beaucoup plus basse, on alterne les durées d'excitation et de retour à l'équilibre suivant le mode décrit plus haut au § 2.2.2.

Les signaux ont alors l'allure indiquée par la figure 2.14; ils sont hachés à fréquence élevée, par un commutateur électronique, un système à excitation lumineuse et photorésistance (photochopper), ou plus simplement par un relais modulateur vibrant à action mécanique, oscillant à 50 Hz ou, avec une alimentation spéciale, à des fréquences plus élevées pouvant atteindre 2000 Hz. On peut aussi, pour cet usage, utiliser des relais au mercure dont le temps de commutation est très faible, de l'ordre de la microseconde, et dont l'absence de rebondissement est presque totale.

La démodulation peut s'effectuer grâce à une simple intégration par circuit RC, ou par un démodulateur classique à transistor (la référence du zéro étant alors recalée).

Il est également possible, pour diminuer le bruit de fond, d'utiliser un amplificateur accordé sur la fréquence de découpage. En fait, cette opération parait d'un faible intérêt, étant donné le risque d'observer des diminutions sensibles du gain si l'amplificateur est désaccordé, et en raison d'autre part du fait que la démodulation et l'intégration absorbent la majeure partie du bruit.

Naturellement, le système qui vient d'être décrit a une bande passante très faible : avec découpage à 50 Hz, par exemple, on ne peut guère espérer qu'une bande passante de 0-1 Hz environ, ce qui limite le procédé à l'emploi de capteurs à inertie relativement élevée.

Avec des capteurs à faible inertie, on peut espérer, au moyen de commutations électroniques pouvant atteindre 10 kHz, des bandes passantes de l'ordre de 200 Hz, ce qui est encore très insuffisant pour les appareils du type fil chaud, avec lesquels on souhaite que certaines fréquences caractéristiques de phénomènes turbulents, par exemple, puissent être observées jusqu'à 20 kHz. La commutation électronique, la seule qui puisse être effectuée rapidement, pose d'autre part de nombreux problèmes de bruit de fond, et de résistance d'isolement : il doit exister un rapport de 10^5 au moins entre la résistance d'isolement du circuit d'excitation, et la résistance interne r du capteur, ou pire encore, la résistance R de court-circuit, afin que le zéro enregistré ne soit pas affecté par les variations d'intensité de l'excitation.

En fait, on peut limiter ce rapport à 10^3 environ, en utilisant de plus un équilibrage approximatif grâce à un montage en pont, tel que celui qui sera discuté au § 2.3.4. Une solution d'avenir nous parait devoir être fournie par un système photorésistance-diode lumineuse (solution encore assez onéreuse).

Comme, dans le cas de l'utilisation de thermistances, on a vu que la résistance r du capteur pouvait atteindre 10 KΩ et que R devait avoir des valeurs de l'ordre de 500 KΩ, on constate qu'un isolement satisfaisant du circuit d'excitation ne peut guère être réalisé de façon suffisante : qu'au moyen de contacts matériels ou de transistors à effet de champ. Les thermistances présentent par ailleurs une inertie thermique et un volume notable : les thermistances dites ponctuelles ont encore un diamètre de 0,2mm, ce qui est énorme en comparaison des fils résistance de Wollaston dont le diamètre peut être de l'ordre du micron. Les bandes passantes exigées avec les capteurs thermistances sont donc fort modestes, de l'ordre de quelques Hz, ce qui justifie l'adoption de séparateurs mécaniques sous la forme de relais vibrants, alimentés fort simplement par le secteur après abaissement de la tension.

Nous avons finalement sélectionné dans le matériel français un relais robuste, de faible prix, muni d'un contact modulateur dont le bruit et les dérives thermoélectriques ne dépasse pas 1 microvolt.

2.3.3.3. Découpage dyssymétrique

Dans le but d'utiliser une puissance d'excitation aussi faible que possible, il est avantageux de disposer d'une commutation dyssymétrique de l'organe séparateur (opérant en découpage rapide). Les durées de mesure peuvent être raccourcies sans inconvénient au profit des durées d'excitation. Un autre avantage important de ce mode de fonctionnement consiste à minimiser l'influence d'un déréglage éventuel du rapport cyclique : pour une variation de 1% de la durée de chauffage, rapporté à la période de commutation, l'énergie fournie au capteur varie de 1/50 dans le cas d'un cycle symétrique, et seulement de 1/95 dans le cas d'un rapport cyclique égal à 20.

Il est d'autre part aisé d'établir des cycles dyssymétriques dont les rapports cycliques sont de l'ordre de 10 à 20, au moyen de relais vibrants, alimentés par exemple en 50 Hz, double inverseurs dans lesquels on a modifié le réglage des contacts.

Le relais comporte des palettes doubles qui, au repos, restent collées contre deux contacts fixes. Cette situation survient lorsque le courant d'alimentation de la bobine est à peu près nul (noeuds du courant). Lors des alternances positives, l'un des contacts reste collé, tandis que l'autre décolle, le phénomène s'inversant lors des alternances négatives. Entre les contacts fixes, le circuit reste donc ouvert, sauf pendant des durées très courtes δt au voisinage des instants où le courant est très faible. La durée δt des temps de mesure où le circuit est fermé, est très régulière, et la qualité de fréquence des commutations est celle de l'alimentation, de période T.

Pendant les durées δt, l'amplificateur est relié au capteur. L'excitation est fournie pendant les durées complémentaires et peut donc s'étendre sur la fraction $2(\frac{T/2 - \delta t}{T})$ du temps total, fraction très voisine de 1. On peut alors supposer que l'excitation est pratiquement effectuée de façon continue, ce qui permet d'obtenir l'effet thermique maximum avec un courant d'excitation le plus faible possible. Ce cas est particulièrement intéressant quand on utilise l'excitation d'un thermocouple en effet Peltier et qu'on désire minimiser l'effet Joule.

Dans un exemple de réalisation de faible prix, on utilise un relais possedant un contact RT inverseur, à faible bruit de fond, relié à l'amplificateur de mesure comme l'indique la figure 2.15 et établissant un contact série en position neutre (contact MBB).

L'excitation est réunie au capteur par l'intermédiaire d'un deuxième contact RT qui, lui, reste ouvert en position neutre (contact BBM), et dont les temps d'ouverture sont réglés de façon à rester toujours extérieurs aux temps de fermeture du contact MBB. Ainsi, il n'y a pas de risque de communication entre l'excitateur et l'amplificateur, si le mode de fonctionnement est celui de la figure.

Avec une alimentation du relais en courant 50 Hz, on obtient des temps de fermeture du contact 1 de l'ordre de 1 ms et des durées continues d'excitation de 8 ms. Les sécurités (temps extérieurs à la fermeture de MBB et à la fermeture de BBM) sont de 0,5 ms.

Dans un autre mode de réalisation faisant plus largement appel à l'électronique, on utilise un relais du type précédent, mais dont la synchronisation de réglage des deux palettes n'a pas à être ajustée de la façon spéciale qu'on vient de décrire.

Pour commander l'excitation pendant les temps de circuit ouvert, on utilise maintenant une impulsion pilote délivrée par une deuxième palette du relais vibrant, qui fonctionne en synchronisme avec la première, laquelle établit toujours les contacts "mesure" comme précédemment (fig. 2.16). Cette impulsion déclenche le fonctionnement d'un monostable dont l'impulsion finale a un retard connu par rapport à l'impulsion du relais. Cette impulsion finale du monostable est ainsi toujours à l'intérieur du temps de circuit ouvert. C'est cette impulsion du monostable qui déclenche un 2ème monostable, réglable, qui se bloque avant la nouvelle commutation du relais. A partir du 2ème monostable, on commande le circuit d'excitation. Ainsi, on est à l'abri de tout glissement de phase ou de fréquence, et, si les bascules fonctionnent bien, les temps d'excitation n'empiètent jamais sur les temps de mesure. (fig. 2.17) et (fig. 2.18).

La deuxième palette du relais sert en outre à fournir une impulsion grâce à laquelle le signal créneléde mesure peut être démodulé à la sortie d'un amplificateur à liaison alternative, qui peut d'ailleurs être accordé sur la période T/2. Si cet amplificateur est sélectif, la résiduelle de période T due aux alimentations devient très peu génante. L'emploi d'un amplificateur accordé n'est toutefois pas obligatoire, et on peut se contenter généralement d'une intégration très basse fréquence du signal démodulé.

Si on opère par exemple à la fréquence du secteur, 50 Hz, le signal de mesure est créneléà la fréquence 100 Hz et on dispose, après intégration , d'une bande passante 0 - 10 Hz, très suffisante pour suivre la forme des signaux dont on peut d'ailleurs admettre certaines déformations intéressant les premiers instants qui suivent les commutations de l'excitation.

2.3.4 - Excitation en courant alternatif. Filtres

Les séparateurs qui viennent d'être décrits peuvent utiliser une source d'excitation quelconque; par exemple, de l'effet Joule peut être fourni sous forme de courant continu ou alternatif.

Souvent, on peut se limiter à une excitation en courant alternatif, ce qui exclut le cas d'utilisation d'effet Peltier avec des capteurs thermocouples, et permet de l'éliminer si cet effet n'a qu'un caractère parasite. On peut alors utiliser, comme séparateur, un filtre passe-bas interposé entre le capteur et l'entrée de l'amplificateur.

C'est cette solution que nous adoptons généralement; il faut disposer d'un filtre à performances élevées fournissant, entre la fréquence porteuse de l'excitation, et la fréquence de coupure de l'amplificateur, un affaiblissement de l'ordre de 70 db. Cette condition ne peut être obtenue qu'au prix d'un écart suffisamment grand entre ces fréquences. Par exemple, si on veut transmettre des signaux avec une bande passante de 0 à 50 kHz, on adoptera une fréquence d'oscillation dépassant 1 MHz. Dans ces conditions, le temps de transmission du filtre est négligeable, si la fréquence de coupure est choisie de l'ordre de 500 kHz.

Il est indispensable d'obtenir des affaiblissements très élevés car le bruit des amplificateurs est généralement de l'ordre du microvolt, tandis que les différences de potentiel appliquées pendant l'excitation atteignent parfois plusieurs dizaines de volts, suivant les capteurs et leurs conditions de dissipation. Il convient, d'autre part, de disposer d'une coupure assez brusque, car la fréquence d'oscillation se trouve pratiquement limitée à quelques Mégahertz, en

raison des difficultés introduites par l'adaptation des connecteurs reliant le capteur à son appareillage, des effets de peau, et, également, en raison de la difficulté d'utiliser en trains d'ondes des transistors d'émission fonctionnant à des fréquences élevées. Ainsi, notre première réalisation utilisait un transistor d'émission ASZ15 limité à une fréquence de 7 kHz. La bande utilisée dans les capteurs était limitée à 400 Hz. environ. Nous avions réalisé un filtre à 6 cellules en T d'impédance itérative 300 ohms, d'atténuation 60 db entre 600 et 700 Hertz. Pour éliminer les résonances parasites et les ronflements résiduels, la disposition des bobines avait dûfaire l'objet de soins très particuliers, ainsi que le blindage en mumétal. Toutes ces difficultés ont naturellement disparu avec l'utilisation de transistors oscillateurs à fréquence beaucoup plus élevée (4 MHz généralement, avec un 2N 2197 commandé en classe B et bloqué entre les trains d'ondes) : le filtre HF n'a plus à être blindé, les noyaux en ferroxcube sont beaucoup plus légers et d'adaptation beaucoup plus facile. De plus, la bande utilisable s'étend au-delà de 100 kHz, et c'est l'amplificateur qui la limite, ainsi que l'inertie du capteur.

Il est toutefois gênant et lourd d'utiliser un filtre à nombreuses cellules, et on pourrait envisager une première atténuation au moyen d'un pont de Wheatstone. Cette solution mixte n'a, en fait, d'intérêt, qu'en présence d'un pont à équilibrage automatique, ce qui complique beaucoup les dispositifs. La figure 2.19 présente un exemple simple de réalisation utilisable avec un pont à réglage manuel, et avec un capteur thermocouple à très faible coefficient de température.

Dans le cas de l'utilisation d'un thermomètre à résistance, le pont existe de toutes façons, avec une alimentation continue permettant d'observer le déséquilibre résultant des variations de température du capteur (fig.2.20 a). Dans le cas d'un thermocouple, le pont est inutile, à moins qu'on ne souhaite l'utiliser pour imposer une tension de déséquilibre continue ajustable à volonté (fig.2.20 b).

Le pont introduit une dissipation inutile de la puissance d'excitation, dans les branches autres que celle du capteur. Pour remédier à ce défaut, lorsqu'on utilise donc un pont (avec un capteur résistant), et qu'on dispose d'une fréquence d'oscillation beaucoup plus élevée que la fréquence de coupure des signaux utilisables, on pourra shunter par un condensateur de faible valeur la demi-branche du capteur, afin de ne pas dissiper dans cette branche une partie de l'énergie d'excitation.

L'autre branche du pont sera équipée de résistance R et R' de grandes valeurs, en comparaison de r et r', afin de diminuer également la dissipation de l'énergie d'excitation hors du capteur. Dans ces conditions, le pont n'introduit naturellement aucune atténuation des composantes alternatives, et seul le filtre joue le rôle de séparateur (fig.2.21).

Il est toutefois intéressant, du fait même que le pont existe dans la plupart des montages, d'étudier ses performances en tant qu'organe séparateur, bien que nous préférions la solution du filtre qui a l'avantage de ne pas nécessiter constamment d'équilibrage.

2.3.5.- Séparateur à pont de Wheatstone

Nous étudierons donc le problème d'un pont supposé formé de résistances pures, non inductives et non capacitives , en présence d'une source e située dans l'une des branches, et qui peut être un thermocouple. Le pont est alimenté par une source E de résistance interne R (fig.2.22). Ce dispositif permet, par réglage des résistances du pont, de maintenir à l'entrée de l'amplificateur un niveau à peu près constant, par exemple, v = o. En utilisant divers cas de fonctionnement différant par les valeurs de v, le dispositif fournit, d'une part, comme un potentiomètre, une lecture de la f.e.m. e, qui dépend de la température du capteur et, d'autre part, l'indication de la résistance r_1, ce que ne permet pas un potentiomètre. Après un calcul élémentaire, on obtient :

$$v = V_B - V_D = r'_1 i_1 - r'_2 i_2 = \frac{E(r'_1 r_2 - r'_2 r_1) + e(r'_1 r_2 + r'_1 r'_2 + R r'_1 + R r'_2)}{(r_1 + r'_1)(r_2 + r'_2) + R(r_1 + r'_1 + r_2 + r'_2)}$$

Posons alors,

$$z = \frac{r_1}{r_1 + r'_1} \quad , \quad k_1 = \frac{R}{r_1} \quad , \quad k_2 = \frac{R}{r_2}$$

On envisagera des variations de v relatives à des f.e.m **e** et à des déséquilibres v petits, et on posera :

$$\delta = \frac{\Delta r_1}{r_1} = \frac{(r_2/r'_2) - (r_1/r'_1)}{r_2/r'_2}$$

car, à l'équilibre, lorsque e = 0 , $(r_1/r'_1)_{eq} = (r_2/r'_2)$.

On obtient , au deuxième ordre près,

$$v = (1-z)e + \delta(1-z)\left[r_1 i_1 - ez \right]$$

On peut écrire de façon approchée, lorsque $r_1 i_1 \gg e$:

$$\boxed{\frac{v}{1-z} = e + \delta r_1 i_1}$$

Il est en effet logique de ne pas tenir compte des effets de e, f.e.m thermoélectrique, vis à vis de l'effet Joule qui en résulterait sur r_1, et de la variation de résistance (fonction de δ), consécutive à l'échauffement correspondant, et tout à fait négligeable.

Si l'équilibre, correspondant à e =0, est obtenu pour une température $\theta = 0$, et si on désigne par α le pouvoir thermoélectrique, par β le coefficient de température de r_1, il vient :

$$v = \frac{r'_1}{r_1 + r'_1} (\alpha \theta_s + \beta \theta_m V)$$

θ_s est la température de la soudure, en général notablement différente de la température moyenne θ_m, V étant la chute ohmique dans le capteur, égale à :

$$V = \sqrt{r_1 P} \quad (P, \text{ puissance dissipée}).$$

2.3.6 - Utilisation du séparateur à pont. Polyvalence

Considérons maintenant, pour simplifier, le cas où $\theta_s = \theta_m = \theta$.

- Dans le cas d'un thermomètre à résistance, dépourvu de tout effet thermoélectrique, $\alpha = 0$. Lorsque le capteur est utilisé en élément passif, la tension aux bornes est V_p.

Dans l'utilisation en élément actif, la tension efficace est V_a. On admet que l'échauffement dû à V_p ne doit pas excéder le centième de l'échauffement permanent qui serait obtenu au moyen de V_a ; dans les cas de chauffage en impulsions, V_a peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées. En admettant la proportionnalité entre échauffements et puissances dissipées, P_a et P_p, on aura donc dans tous les cas :

$$P_a \geqslant 100\ P_p$$

$$V_a \geqslant 10\ V_p \ .$$

Pendant les durées d'excitation, le facteur v/θ subit donc une multiplication par 10 au minimum, ce qui montre la nécessité d'un filtrage à grande atténuation, V_p étant une tension continue, V_a une modulation alternative.

- Dans le cas d'un capteur thermocouple (thermocouple unique métallique), on peut adopter les valeurs moyennes suivantes :

$$\alpha = 50 \mu V/°C \quad , \quad \beta = 10^{-6} (°C)^{-1} \ ,$$

relatives au cas d'alliages à très faibles coefficients de température. V_a peut être de l'ordre du volt, au minimum. Il en résulte que :

$$\frac{\alpha}{\beta V} = 50$$

Dans le cas de métaux à coefficients de température élevés ($\beta \# 10^{-4}$) avec des tensions de l'ordre de 10 V, on obtiendrait :

$$\frac{\alpha}{\beta V} = 0{,}05$$

Dans le premier cas, il est possible d'utiliser un pont de Wheatstone équilibré, comme organe séparateur (c'est le cas de la figure 2.19) : pendant l'excitation, la modulation alternative due à V_a n'excède pas 2% du déséquilibre dû à l'effet thermoélectrique. Un filtre très sommaire permet alors d'obtenir d'excellents signaux.

Dans le second cas, au contraire, le signal thermoélectrique est seulement le 1/20° du signal alternatif : la réponse du thermocouple est complètement noyée dans la modulation.

On voit donc que, même dans le cas d'un pont maintenu constamment au voisinage de l'équilibre, le filtrage s'impose : en pratique, l'intérêt d'un séparateur à pont pour thermocouples se limite au cas particulier de métaux à faibles coefficients de température placés dans des conditions de faible dissipation, de façon à utiliser des valeurs faibles de V_a.

Il est toutefois précieux de pouvoir étudier le même capteur en tant que thermocouple, et en tant qu'élément thermorésistant. Les réponses sont en effet essentiellement différentes pour la température de soudure, ponctuelle, indiquée par le thermocouple, et pour la température moyenne de l'ensemble du capteur, indiquée par son fonctionnement en tant qu'élément thermorésistant. L'exploitation simultanée de ces deux possibilités peut être d'un haut intérêt.

Dans le cas assez général où θ_s, diffère de θ_m, un procédé pratique pour obtenir simultanément l'indication de ces deux paramètres consiste à appliquer l'alimentation du pont sous forme d'une tension alternative, à fréquence très inférieure à la fréquence de coupure du filtre, (par exemple 100 kHz), mais très supérieure à la fréquence limitant la bande passante du capteur, (par exemple 250 Hz). Après amplification de v, on intègre légèrement sur une première voie le signal de sortie, de façon à recueillir

$v_s = \dfrac{r'_1}{r_1 + r'_1} \alpha \theta_s$ après filtrage de la modulation.

Celle-ci est recueillie, sous forme symétrique (liaison capacitive), et démodulée de façon à fournir :

$$v_m = \frac{r'_1}{r_1 + r'_1} \beta V_p \theta_m \ .$$

Grâce à ce dispositif, le même capteur est susceptible de fournir simultanément l'indication de deux paramètres différents θ_s et θ_m. Si ce capteur est par exemple

formé d'un thermocouple en fils à très faible coefficient de température (θ_s), en série avec un élément thermorésistant (θ_m), et si le thermocouple est exposé à un écoulement tandis que le fil thermorésistant est placé à l'intérieur d'une prise de pression où le fluide est stagnant, on pourra ainsi accéder à la mesure de ρ , de V, et de θ dans un fluide en mouvement.

Les variations de θ_s et θ_m, à la suite de l'excitation en effet Joule, et lors du retour à l'équilibre, renseignent respectivement sur la température, sur la vitesse de l'écoulement (auquel le thermocouple θ_s est exposé), et sur la pression (d'après la conductivité thermique du fluide entourant le fil thermorésistant porté à θ_m.

Remarque : Lorsqu'on désire utiliser avec un thermocouple un pont de Wheatstone en tant que séparateur préliminaire, et lorsque l'excitation est effectuée en courant alternatif, tandis qu'une séparation résiduelle est effectuée par filtrage, on a vu qu'il convient de minimiser la composante alternative devant le déséquilibre thermoélectrique.

La modulation alternative provient, soit d'un défaut d'équilibrage du pont dû aux résistances fixes, soit d'une variation de r_1 au cours de l'excitation. Dans tous les cas, il s'agit de minimiser $\delta r_1 i_1$ devant e, ce qui sera obtenu, évidemment, en ajustant au mieux l'équilibrage pour la température de référence $\theta = 0$, et en utilisant des résistances à faible coefficient de température (pour minimiser δ). On a également intérêt à diminuer la différence de potentiel appliquée aux bornes du thermocouple. Cependant, on diminue alors la valeur du déséquilibre mesuré v, et il faut disposer d'un amplificateur à gain élevé et à très faible rapport de bruit.

En fait, en l'absence de filtrage, pour un amplificateur de performances données, et pour des conditions de dissipation données d'un capteur thermocouple, on admettra une différence de potentiel maximale aux bornes du capteur, telle que la tension de bruit v_b soit supérieure ou égale à :

$$v_b \geqslant v_r = (1-z)\,\delta\, r_1 i_1 = \delta \frac{i_1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r'_1}}$$

Avec un filtre d'atténuation A pour la fréquence d'excitation, on devra donc vérifier la condition :

$$v_b\, A \geqslant v_r = \delta \frac{i_1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r'_1}}$$

La différence de potentiel thermoélectrique provoque le déséquilibre $v_e = (1-z)e$ qui constitue le signal d'entrée de l'amplificateur. Quel que soit l'amplificateur utilisé et quel que soit z, on a alors intérêt à minimiser $\chi = v_b/v_e$ et, par suite, on minimisera :

$$\frac{v_r/A}{v_e} = \chi' \# \frac{\delta r_1 i_1}{Ae} = \frac{\beta \theta_m r_1 i_1}{A \alpha \theta_s}$$

avec les conditions $\chi' \leqslant \chi$, $r_1' \gg r_1$.

Pour une dissipation et pour une <u>forme</u> données du capteur, θ_m/θ_s a une valeur fixée k (k # 1 si le capteur est de forme très allongée).

D'où :

$$\chi' = \frac{k}{A} \frac{\beta}{\alpha} r_1 i_1 \leqslant \chi$$

Considérons alors, pour fixer les idées, le cas d'un capteur formé d'un fil cylindrique long. Sa résistance électrique est :

$$r_1 = \frac{1}{\sigma} \frac{\ell}{S}$$

Dans le cas d'un chauffage très brusque, de durée Δt:

$$Q = \rho c \ell S \Delta\theta_m = \frac{1}{\sigma} \frac{\ell}{S} i_1^2 \Delta t$$

d'où

$$i_1 = S \sqrt{\sigma \rho c \frac{\Delta\theta_m}{\Delta t}} \quad \text{et} \quad \chi \geqslant \frac{1}{A} \frac{\beta}{\alpha} \sqrt{\frac{\rho c}{\sigma}} \sqrt{\frac{\Delta\theta_m}{\Delta t}} k\ell$$

On voit qu'il y aura intérêt à diminuer ℓ, dans la mesure où le facteur k ne diminue pas trop. On aura donc pour les fils une longueur optimale. Ce simple exemple avait seulement pour but de montrer à quel point la conception d'un capteur doit dépendre du processus de fonctionnement et de l'appareillage.

On peut exprimer les caractéristiques optimales du matériau constituant le capteur en fonction du facteur de mérite thermoélectrique

$$m = \frac{\alpha}{\lambda} \alpha^2 \, (°C)^{-1} \quad , \text{ d'où } \quad \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{\rho c}{\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{am}} \quad , \text{ avec } a = \frac{\lambda}{\rho c}$$

Il vient donc :

$$\chi \geqslant \frac{1}{A} \sqrt{\frac{\Delta\theta_m}{\Delta t}} k\ell \frac{\beta}{\sqrt{am}}$$

et, en choisissant un temps réduit $\tau = t/F$ ramené au module de Fourier $F = at/\ell^2$,

$$\chi \geqslant \frac{k}{A} \frac{\beta}{\sqrt{m}} \sqrt{\frac{\Delta\theta_m}{\Delta\tau}}$$

2.3.7 - Conclusions sur le rôle du séparateur

Si nous avons développé en détail le paragraphe consacré aux séparateurs, c'est dans le but de montrer la variété des méthodes possibles et la nécessité de les adapter en fonction de chaque cas particulier. Nous considérons que le séparateur est l'organe dont la qualité est essentielle vis à vis du fonctionnement d'appareillages à capteur actif : ainsi, le déséquilibre ou le défaut de stabilité d'un pont de Weatstone, les pointes de commutation ou les forces thermoélectriques de contacts, les retards et les résonnances des filtres sont autant de facteurs d'erreurs, et d'inconvénients fort divers, qu'on retrouve à l'entrée de l'amplificateur... La difficulté rencontrée dans la mise au point des séparateurs provient au demeurant du fait qu'ils doivent être adaptés à laisser passer, sans déformation ni perte, des signaux de mesure à très faible niveau, et aussi des signaux d'excitation à niveau énergétique élevé. Au point de vue théorique, le séparateur constitue un tripôle, et son étude systématique, ayant fait l'objet de divers travaux dans le cadre de la théorie du radar, doit pouvoir s'adapter au cas de nos capteurs thermiques usuels. Nous nous bornerons ici à mentionner l'opportunité des études dans ce domaine, où les théories modernes de l'information nous paraissent devoir jouer un rôle essentiel.

2.4- OBTENTION DU SIGNAL DE MESURE ET DESCRIPTION D'APPAREILLAGES COMPLETS

2.4.1 - Mesure de paramètres permanents ou évoluant lentement. (Réglages manuels)

Ce cas, très courant, est celui de l'utilisation dans des milieux fluides immobiles ou dans des écoulements permanents. On dispose alors de la faculté d'effectuer manuellement sur l'appareillage tous les réglages nécessaires à l'obtention de chaque point de mesure. Les dispositifs utilisés sont alors particulièrement simples :

1° La base de temps peut être réduite à un monostable fonctionnant en coup par coup, tel qu'il a été décrit au § 2.2.1 .

2° Le séparateur peut être un pont de Wheatstone dont on règle manuellement les divers équilibrages, vis à vis du courant continu et de la composante alternative éventuelle, ainsi que l'équilibrage en coefficient de température : le détecteur de courant alternatif peut être un amplificateur accordé à faible bruit et grand gain, associé à un microphone ou à un oscillographe.

Par un système d'interrupteurs et de redresseurs convenables, on choisit une excitation en courant alternatif, ou en courant continu dans le cas de thermocouples utilisés en effet Peltier.

3° On effectue avec précision une mesure de l'énergie d'excitation délivrée lors de chaque impulsion, au moyen d'un millivoltmètre balistique, ou d'un thermocouple de mesure fonctionnant en balistique : ce thermocouple de mesure peut être un élément du commerce à quatre fils, disposé dans une ampoule scellée, et dont les conditions de dissipation thermique sont bien définies et contrôlées.

4° L'observation et la caractérisation du signal de mesure peut s'effectuer de diverses façons :

a) Dans le cas où les constantes de temps mises en jeu sur le capteur sont assez grandes, on peut utiliser un enregistrement direct du déséquilibre du pont, obtenu au moyen d'un galvanomètre détecteur associé à un enregistreur photographique, ou à un suiveur de spot, ou encore au moyen d'un potentiomètre enregistreur.

Il est à remarquer que le complément de filtrage, à effectuer sur la résiduelle alternative, éventuellement recueillie à la sortie du pont, est obtenu automatiquement grâce au galvanomètre, dont la bande passante est en général insuffisante pour transmettre la fréquence d'excitation.

Pour des capteurs à faible inertie, on doit utiliser un enregistrement oscillographique avec un amplificateur sensible et précis, et un filtre passe-bas.

Le dépouillement s'effectue manuellement à partir de la mesure des déviations maximales et par analyse des constantes de temps apparaissant sur les thermogrammes.

b) Dans certains cas simples où le capteur se comporte comme un système linéaire du premier ordre, caractérisé par une constante de temps unique (et une réponse en échelon exponentielle), on peut utiliser un détecteur galvanométrique en tant qu'appareil balistique.

Avant le déclenchement (coup par coup) de l'excitation, le pont est entièrement équilibré et le galvanomètre indique alors un zéro de référence qu'on note. L'excitation est alors produite pendant un temps très court, et le thermogramme a l'allure de la figure 2.24. Le retour à l'équilibre thermique s'effectue suivant une constante de temps qu'on suppose très supérieure à la période du galvanomètre balistique, dont la déviation atteint une amplitude maximale proportionnelle à l'aire du thermogramme, qui est elle-même proportionnelle à la constante de temps de retour à l'équilibre caractérisant la dissipation thermique. En effet, l'amplitude de la montée en température est pratiquement indépendante des caractéristiques de dissipation, si la durée d'excitation est très faible, comme on le verra au chapitre 3, et on peut bien vérifier, avec un enregistreur

rapide (amplificateur et oscillographe), que l'amplitude maximale atteinte par les thermogrammes est pratiquement indépendante des conditions de dissipation, et ne dépend que de la puissance et de la durée du créneau bref d'excitation (fig. 2,25).

- Cette utilisation de galvanomètres balistiques n'a d'intérêt que si le retour à l'équilibre thermique s'effectue de manière à retrouver le zéro initial, ce qui impose une variation très lente des conditions d'expérience.

- La précision est limitée par la mauvaise fiabilité en gain des galvanomètres balistiques, dont les performances sont généralement médiocres au point de vue de la stabilité. Pour remédier à cet inconvénient, on utilisera des méthodes de compensation.

c) La compensation balistique est la plus facile à mettre en oeuvre. Elle consiste à opposer au thermogramme émanant du capteur un signal d'aire égale et de sens contraire, par exemple, un créneau de durée égale à celle de l'excitation (fig.2.26). Alors, le galvanomètre balistique conservera son zéro si la compensation est parfaite. Cette compensation étant appliquée à l'entrée de l'instrument de mesure, les variations éventuelles de gain du galvanomètre ou de l'amplificateur ne jouent aucun rôle. Les dérives également n'ont guère à être considérées, en raison de la faible durée des expériences, résultant de leur allure impulsionnelle.

Cette méthode a l'avantage de pouvoir être appliquée à des appareillages de mesure fonctionnant avec des niveaux d'entrée très faibles: galvanomètres balistiques sensibles ou, mieux encore, amplificateurs continus à très faible bande passante, mais à faible bruit de fond, qui ont l'avantage d'une impédance d'entrée élevée. Cette dernière qualité en particulier, vis à vis des capteurs thermoélectriques, utilisés avec un filtre au lieu d'un pont de Wheatstone, permet de récupérer un signal de mesure sous forme voltmétrique, sans chute ohmique dans le circuit capteur-appareil de mesure : la notion de "facteur de mérite" du couple n'intervient pas alors vis à vis du circuit de mesure.

La figure 2.27 présente un schéma utilisant un séparateur à pont, et un capteur thermocouple. On y distinguera les commandes suivantes :

1° le réglage de la durée d'excitation, par monostable commandant les relais (non figuré)
2° le réglage de la puissance d'excitation
3° le réglage de l'équilibrage du pont en continu
4° le réglage de l'équilibrage alternatif du pont
5° le réglage du pont en coefficient de température des résistances
6° le réglage de compensation
7° le réglage de zéro du balistique.

Un tel appareillage, dans lequel les réglages 3 et 6 au moins doivent être constamment revus suivant l'évolution des conditions de dissipation, a l'avantage d'une grande simplicité de réalisation, mais nécessite des ajustages continuels lors de l'utilisation. De plus, il ne permet pas l'étude fine des thermogrammes, mais seulement la mesure de leur aire. Si, en particulier, l'approximation suivant laquelle le capteur se comporte comme un système linéaire du 1er ordre n'est pas tout à fait valable (ce qui est le cas usuel), l'appareillage précédent ne fournira de données significatives que dans des cas d'utilisation particuliers, et en fonction d'étalonnages préalables.

Il est donc primordial de disposer d'appareils permettant l'étude détaillée des thermogrammes, ce qui implique l'utilisation de détecteurs à faibles constantes de temps, tels que les préamplificateurs électroniques. Ces appareils étant généralement soumis à des fluctuations de gain, il importe de disposer, à chaque instant du thermogramme, d'une méthode de compensation. Plusieurs procédés peuvent alors être utilisés.

2.4.2 - Dispositifs d'analyse manuelle des thermogrammes

2.4.2.1 - Compensation analogique

Au lieu d'effectuer comme précédemment une compensation balistique, on oppose au signal du capteur un signal de forme analogue, obtenu par charge et décharge de condensateurs à travers des résistances. La source utilisée pour alimenter le circuit analogique sera commutée de façon synchrone avec l'excitation; pour cela, on pourra utiliser un relais à palettes multiples, ou un commutateur électronique à deux voies, qui sera éventuellement relié à la source d'excitation elle-même, par l'intermédiaire d'un transformateur et de redresseurs. Ainsi, les irrégularités éventuelles de l'alimentation servant à l'excitation se retrouveront, sous une forme proportionnelle, dans le circuit analogique, et il y aura ainsi compensation automatique des défauts d'alimentation.

La figure 2.28 donne le schéma d'un ensemble complet utilisant une alimentation en alternatif, un relais, et un circuit de compensation RC, adapté à des capteurs répondant comme des systèmes linéaires du premier ordre. Le monostable de commande des relais n'est pas figuré; il a été décrit au § 2.22 (fig 2.8).

Il est nécessaire de régler les constantes de temps de charge (réglage C) et de décharge (réglage D) du circuit analogique, ainsi que la tension de la source d'alimentation de ce circuit ou l'amplitude de compensation (réglage A), soit trois réglages indépendants, au lieu d'un seul comme dans le cas de la compensation balistique.

En revanche, il est possible d'effectuer ainsi, avec un galvanomètre sensible à faible temps de réponse, une analyse complète du thermogramme : en fait, sauf pour des thermogrammes très lents, il est indispensable de procéder à une visualisation du signal de mesure, avec un système amplificateur-oscillographe, afin d'effectuer les réglages.

On peut réduire le nombre des réglages à deux et utiliser un signal analogique de comparaison proportionnel, au lieu d'un signal de compensation égal au signal thermique. Pour cela, il faut disposer d'un indicateur en Lissajous : le signal thermique est, par exemple, dirigé sur les plaques horizontales d'un oscillographe tandis que le signal analogique est reçu sur les plaques verticales.

Si les constantes de temps de charge des condensateurs correspondant à l'excitation, et les constantes de temps de décharge correspondant au retour à l'équilibre sont deux à deux égales, la figure de Lissajous est une droite dont l'inclinaison fixe d'ailleurs le rapport des amplitudes du signal thermique et de son analogue. Cette figuration est particulièrement intéressante, car elle permet d'abord d'utiliser un pont simplifié, sans résistance additionnelle R_c de compensation (ce qui diminue le bruit de fond). D'autre part, les parties les plus intéressantes du signal thermique sont obtenues lors d'un défilement rapide au voisinage de la crête, tandis que les débuts et fins de signaux, dont l'étude est moins importante, et qui sont généralement soumis à des fluctuations ou à des écarts par rapport à la loi exponentielle simple, n'apparaissent dans la figure de Lissajous que sous l'allure d'une légère déformation dans la région du point origine.

Remarque : Dans certains problèmes de conduction pure, en particulier, la réponse des capteurs n'est pas de type exponentiel, mais sa forme approximative peut être obtenue par une somme d'exponentielles. Dans les cas où deux termes suffisent, le signal thermique suit la loi :

$$\theta = \theta_a \left[1 - e^{-\frac{t_0}{\tau}}\right]\left(k_1 e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}} + k_2 e^{-\frac{t-t_0}{\tau_2}}\right)$$

avec $\theta_a = \theta$ asymptote,

t_0, durée d'excitation,

$k_1 + k_2 = 1$

τ, constante de temps caractérisant l'échauffement.

Un tel signal peut être reconstitué grâce au circuit analogique de la figure 2.29, qui nécessite une capacité variable. La détermination expérimentale du rapport k_1/k_2 étant toujours assez grossière, on réalisera le circuit au moyen d'une boîte à deux décades de condensateurs. On agira par retouches successives des réglages, assez délicats, et on utilisera de préférence l'observation en Lissajous.

2.4.2.2 - Compensation instantanée

La compensation analogique a l'avantage considérable de permettre la visualisation instantanée sur oscillographe des écarts entre le signal thermique réel et son approximation fournie par le signal analogue. On peut ainsi, sous forme globale et immédiate, juger de la valeur du schéma théorique qu'on s'est fixé, et le corriger au besoin, l'ajuster de plus en plus finement au prix de complications du circuit, par addition de nouveaux éléments R.C.

Cependant cette méthode, même sous sa forme la plus simple, avec un seul réseau RC en Lissajous, présente l'inconvénient de réglages multiples.

a) On peut remédier à ce défaut en utilisant un seul circuit de compensation et en l'opposant au signal thermique pendant un temps très court, à un instant choisi par rapport au déclenchement de l'excitation. On dispose alors d'un "point d'observation" du signal thermique. En effectuant la "visée" à des instants différents, on disposera d'une exploration "point par point" du signal thermique. On pourra même effectuer une "stroboscopie" permettant l'inscription de phénomènes thermiques rapides sur un enregistreur à faible temps de réponse. Pour cela, on répètera les signaux thermiques à une fréquence fixe et on déclenchera la "fenêtre" d'exploration du signal à une fréquence légèrement différente de la fréquence de répétition des excitations.

La "fenêtre" brève sera obtenue grâce à un contact, mécanique ou électronique, mettant en communication le capteur avec l'amplificateur pendant un temps très court. Le reste du temps, l'entrée de l'amplificateur sera maintenue en court-circuit, de façon à conserver un zéro stable et observable.

L'amplitude du créneau bref obtenu à la sortie de l'amplificateur sera mémorisée sur une capacité qui se charge pendant le créneau et se trouve isolée de l'amplificateur le reste du temps, au moyen d'un deuxième contact synchrone avec le premier.

Pour éliminer l'effet des dérives de l'amplificateur, on disposera d'une deuxième "fenêtre" analogue à la première, qui sera établie lorsque l'ampli est en court-circuit. On chargera ainsi une deuxième capacité au niveau de sortie de l'ampli en court-circuit, et on effectuera également la mémorisation de la différence de potentiel appliquée à cette capacité dite de référence.

Les deux capacités ayant un point commun à la terre, la différence de leurs tensions sera mesurée au moyen d'un indicateur à aiguille, par l'intermédiaire d'un montage électrométrique, obtenu par exemple au moyen de transistors à effet de champ.

On ramènera à zéro la différence des tensions lues sur l'indicateur, au moyen d'un circuit compensateur à réglage unique tel que celui de la figure 2.27 monté sur le circuit d'entrée de l'amplificateur, en série avec la diagonale de mesure du pont, ou en série avec le capteur lui-même en l'absence de pont.

b) Au lieu d'utiliser une tension de référence obtenue par mémorisation sur une capacité, il peut être intéressant d'amplifier le signal thermique en permanence, et de le caler à un niveau de référence fixe, à l'instant du déclenchement de l'excitation par exemple. Ainsi, on peut obtenir une "mise en place" stable du thermogramme, sur oscillographe par exemple. A cet effet, on utilisera un circuit d'alignement analogue à celui décrit plus haut au § 1.4.3.

L'alignement étant effectué à la sortie de l'amplificateur, un condensateur de mémorisation unique peut être utilisé pour le "point d'observation". La compensation pourra alors être appliquée facultativement à la sortie de l'amplificateur, ce qui est un avantage au point de vue du bruit de fond, mais nécessite l'emploi d'un amplificateur à gain parfaitement stable. On obtiendra le réglage de compensation quand la tension d'opposition, constante, appliquée après la capacité de mémorisation, permet de retrouver le niveau de référence imposé par l'alignement.

Nous présentons sur la figure 2.30, un schéma-bloc de ce type d'appareillage dans lequel la séparation est effectuée par un relais à commutations dyssymétriques fonctionnant comme il a été indiqué au § 2.3.3.3.

L'excitation, commandée par le relais, utilise le montage monostable-bistable à fréquence rapide décrit dans le même paragraphe.

Le sens du courant d'excitation peut être inversé à un rythme régulier pour l'utilisation d'effet Peltier, comme on le verra au paragraphe suivant.

Suivant une variante, le deuxième bloc diagramme (fig.2.31) représente un appareillage dans lequel l'excitation est fournie par des sources continues, la séparation au moyen d'un relais vibrant à fonctionnement symétrique tel que celui décrit en 2.3.3.2, ou d'un chopper dyssymétrique à deux contacts (fig.2.14 et 2.15).

La mesure s'effectue par mémorisation sur deux capacités comme il avait été indiqué précédemment. Dans un appareillage de ce genre l'électronique peut être réduite au maximum: commandes des séquences de commutation des relais, et amplificateur.

2.4.2.3 - Appareillage à compensation manuelle

Nous donnons enfin sur la figure 2.32, le plan détaillé d'un appareil complet. Cet appareillage est muni de deux réglages seulement : l'un pour l'équilibrage du pont, l'autre pour la compensation, qui est effectuée, comme dans les appareils précédents, à la fin de la phase d'excitation : on mesure donc l'amplitude maximale atteinte par le signal.

On utilise pour cela un montage de relais dans lequel la base de temps commande un monostable, dont le créneau sert alors au calage des condensateurs de mémoire, tantôt sur le niveau bas, tantôt sur le niveau haut. La constante de temps de l'indicateur est alors égale à la période du signal thermique.

On remarquera que les créneaux du monostable sont utilisés de deux manières différentes grâce à l'emploi d'une deuxième palette inverseur sur le relais R2 qui commande le courant d'excitation (fig.2.33).

L'observation s'effectue au moyen de deux millivoltmètres indicateurs de zéro. On peut, naturellement, fonctionner en déviation à partir de ces indicateurs, et se contenter de réglages imparfaits des potentiomètres 10 tours de précision sur les boutons desquels on effectue les lectures de température et d'amplitude (c'est-à-dire de dissipation thermique).

Dans cet appareil, l'excitation peut être fournie en courant continu ou alternatif suivant qu'on se propose de tirer parti de l'effet Peltier ou de l'effet Joule seul. Nous verrons au chapitre 3 des exemples d'utilisation de cet appareillage avec thermocouples et thermistances.

Notons seulement ici que, si les performances en temps de réponse sont médiocres (par suite de la faible fréquence de commutation du relais vibrant), cet appareil possède en revanche une bonne sensibilité : sa fiabilité est grande parce qu'il est particulièrement simple et composé d'éléments faciles à remplacer en cas de défauts éventuels (relais, amplificateur opérationnel).

Le mode d'utilisation de cet appareillage, en commutations à peu près symétriques de l'excitation, a été choisi en vue d'utiliser plus spécialement des capteurs à effet Peltier dont nous allons préciser seulement quelques particularités justifiant les dispositifs décrits. Le fonctionnement détaillé de ces capteurs fera l'objet du chapitre 3.3.2.

Remarque sur l'utilisation de l'effet Peltier

L'excitation en effet Joule a l'inconvénient d'être toujours de même sens (échauffement). En utilisant l'effet Peltier, on peut à volonté chauffer ou refroidir une soudure, et, cet effet étant localisé aux jonctions, la perturbation thermique n'intéresse qu'une petite région des sondes elles-mêmes.

L'excitation Peltier a, pour cette raison, l'avantage de diminuer considérablement les fuites thermiques par les extrémités des fils de sonde, en raison de l'allure très différente des profils de température obtenus a) en effet Joule, b) en effet Peltier, pour un même signal de mesure. (fig.2.34).

Dans certaines applications en gaz raréfiés, cette qualité est très précieuse, d'autant plus qu'elle s'accompagne d'une meilleure localisation des perturbations thermiques dans le voisinage de la soudure.

En revanche, la signification des mesures Peltier dépend beaucoup de la température moyenne du milieu, puisque le coefficient Peltier est proportionnel à la température absolue. Nous ne considérons pas ce phénomène comme très gênant puisque la sonde, thermocouple, est toujours apte à indiquer sa propre température par rapport à une référence extérieure de soudures froides. On peut d'ailleurs envisager des montages simples de correction thermique permettant à l'appareillage de fournir une indication qui dépend uniquement de la dissipation sur la sonde, indépendamment de son niveau de température.

On notera toutefois, que l'effet Peltier n'est utilisable que pour des productions de chaleur très faibles, et il ne correspond à des variations de température aisément mesurables que si les sondes sont placées dans des conditions de dissipation faible, par exemple, dans les gaz raréfiés.

En outre, une utilisation en régime non permanent de l'excitation Peltier s'accompagne obligatoirement, aux premiers instants suivant l'établissement ou l'interruption de l'excitation, d'une fuite thermique considérable dans les fils qui divergent à partir de la soudure, et, en pratique, c'est la conduction dans ces fils qui détermine alors le signal. C'est dans les instants suivants que la dissipation latérale des fils, dépendant du milieu qui les entoure, détermine la promptitude de l'évolution du signal vers un état d'équilibre et, dans ces conditions, on imagine que les formes des signaux utilisés en effet Peltier différeront assez des formes de signaux en chauffage Joule bref étudiés plus haut :

L'effet Peltier étant toujours accompagné d'effet Joule, on se placera autant que possible dans des conditions expérimentales pour lesquelles l'effet Joule est à la fois faible et constant. La valeur absolue du courant restera constante, la sonde étant alimentée en permanence par un courant continu dont seul le sens sera inversé à un rythme régulier. Ainsi, l'effet Peltier alternativement positif et négatif correspond à une énergie thermique pratiquement nulle au niveau de la sonde, qui ne perturbe le milieu extérieur au loin que par l'effet Joule qui est très faible.

Alors un état d'équilibre constant est établi sur la sonde si l'on considère seulement la puissance Joule

distribuée le long du fil, abstraction faite de l'effet Peltier. Par suite de la linéarité de l'équation de la chaleur, les perturbations calorifiques dues à l'effet Peltier considéré seul se superposent à l'état précédent, et l'évolution réelle des températures résulte de l'addition pure et simple des perturbations Peltier variables avec le temps, au profil de température permanent qui résulterait de l'effet Joule seul. A condition que l'effet Joule soit assez faible pour ne pas introduire de convection naturelle, on peut donc admettre que la modulation du signal thermique résulte de l'effet Peltier seul, comme si l'effet Joule n 'existait pas.

Des permutations de sens du courant suivant un rythme régulier conduisent alors à des signaux de la forme indiquée sur la figure 2.35.

Dans la région R_1, la vitesse de variation de la température est imposée pratiquement par la conduction le long des fils. Dans la région R_2, au contraire, c'est la dissipation thermique dans le milieu qui fixe la constante de temps, et la position de l'asymptote.

Pour une fréquence de commutation imposée et assez faible, l'amplitude totale du signal thermique est très voisine de la distance entre les asymptotes et peut constituer le signal de mesure dépendant de la dissipation. Toutefois, il faut alors être sûr de disposer d'un amplificateur à gain parfaitement stable ainsi que d'une commutation, et d'une intensité de chauffage, d'excellente régularité.

2.4.3 - Appareils d'analyse automatique des thermogrammes

Les appareillages qui viennent d'être décrits nécessitent des réglages continuels, si on veut faire agir la compensation afin de les rendre insensibles aux variations de gain de l'amplificateur.

Dans le système plus perfectionné, dont la description détaillée va être donnée, et qui utilise les principes de mesure déjà énoncés en 1.4.4., on emploie des excitations Joule très brèves à forte puissance, de sorte que le profil du thermogramme lors de la montée en température est pratiquement linéaire. Il s'agit alors seulement de caractériser la forme du thermogramme de retour à l'équilibre.

L'appareil décrit ci-dessous est conçu pour utiliser des capteurs à basse impédance et à temps de réponse modéré, tels que des thermocouples en fils fins qui peuvent être remplacés par des thermomètres à résistance montés dans une branche d'un pont dont la diagonale de mesure aboutit aux bornes de l'appareil, l'ensemble fil résistant - pont se substituant au thermocouple. Au moyen d'une adaptation d'impédance du transformateur d'excitation et du filtre, il est possible d'utiliser des ponts à thermistance, nécessitant une très faible énergie excitatrice.

2.4.3.1 - Schéma-bloc (fig.2.36 et 2.37)

Nous donnons ci-dessous le schéma-bloc d'un ensemble à filtre, alimenté en trains d'ondes dont l'énergie est automatiquement fixée par le niveau $\mathcal{A}_4$ de crête, dans le cas du fonctionnement dit "automatique". Pour les mises au point, on dispose aussi d'un mode de fonctionnement "manuel" dans lequel la durée du créneau de chauffage est imposée, et réglable grâce à un potentiomètre P_1. On passe du fonctionnement automatique au manuel en actionnant l'inverseur I. L'intensité du courant alternatif de chauffage est réglée par un commutateur à plots C, entre lesquels un réglage fin peut être effectué grâce à un potentiomètre P_2. Pour chaque type d'utilisation, on se fixe a priori une intensité de chauffage et on maintient le réglage fixe. La récurrence est réglable par un potentiomètre P_3.

L'appareil comprend donc (fig.2.36) :

[A] (1 une base de temps qui fixe la récurrence.
(2 un étage de séparation et d'inversion du signal à partir duquel est délivrée l'impulsion commandant l'alignement.
(3 un monostable déclenché par l'étage de séparation précédent, qui fixe la durée du chauffage, dans le cas du fonctionnement en manuel. Puis un autre étage de séparation fournissant un signal positif.

[B] (4 un oscillateur résistance-capacité par pont de Wien.
(5 un étage de séparation
(6 un étage préamplificateur, avec ajustement réglable de l'intensité.
(7 un étage de puissance.
(8 un filtre passe haut.

[C] (9 une sonde de mesure (thermocouple).

[D] (10 un filtre passe-bas.

[E] (11 un préamplificateur à courant continu

[F] (12 un étage d'alignement commandé par [A].

[G] (deux bascules à unijonction avec deux étages de séparation et deux étages bistables :
(C_1 13 - un étage bistable pour la commande d'arrêt de l'oscillateur (fonctionnement automatique) suivi d'un étage séparateur et différentiateur;
(C_2 14 - un autre étage bistable pour la mesure de la constante de temps.

[H] (15 un circuit intégrateur et un électromètre pour la mesure de cette constante de temps sur appareil à aiguille.

[I] (16 un circuit d'étalonnage (RC de précision alimenté par le bistable (C_2 14))non figuré sur les schémas.

Les fonctions des divers sous-ensembles sont figurées sur la figure 2.37.

L'ensemble [A] représente la logique base de temps : récurrence, durée de chauffage en fonctionnement manuel.

En [B] , on a figuré le dispositif d'excitation : chauffage Joule en alternatif, piloté par un oscillateur commandé par [A] , et transmis à la sonde [C] , par l'intermédiaire d'un filtre passe-haut, destiné à isoler les ensembles [A] et [B] du reste de l'appareillage.

Les bascules [C_1] et [C_2] sont commandées par le signal de mesure recalé par l'alignement [F] . [C_1] bascule sur un premier niveau fixé $\mathcal{N}_1$ et sert à interrompre le chauffage dans le fonctionnement en automatique; $\mathcal{N}_1$ est donc le niveau de crête du signal. [C_2] bascule sur un niveau $\mathcal{N}_2$ inférieur à $\mathcal{N}_1$, qui caractérise un point choisi du signal de mesure.

[H] : entre les impulsions délivrées par [C_1] et [C_2] un condensateur de précision est chargé avec un courant constant. Le niveau de charge de ce condensateur est proportionnel au temps écoulé entre les impulsions, et sert à actionner l'indicateur par l'intermédiaire d'un électromètre. Une remise à zéro de la charge est effectuée au moment de l'impulsion d'alignement, à chaque récurrence, en sorte qu'une indication nouvelle est fournie à chaque récurrence.

2.4.3.2 - Description détaillée (Fig. 2.38).

[A] - Base de temps - Le premier circuit [A]1 est constitué par un transistor unijonction (U), Or condensateur se charge à travers le potentiomètre P_3. Quand la tension à ses bornes atteint une certaine valeur, l'espace émetteur devient brusquement conducteur. Le condensateur se décharge alors rapidement, la charge recommence, etc... En augmentant ou en diminuant la résistance du potentiomètre P_3 on peut faire varier à volonté la période de récurrence. Un étage de séparation [A] 2 (OC.7*) permet un fonctionnement très stable de cette base de temps ainsi que l'inversion du signal qui devient positif. Ce signal commande le circuit d'alignement par A et apparaît avant la période de chauffage de façon à obtenir un fonctionnement dépourvu de signaux parasites.

Monostable [A] 3 : Ce circuit commande deux transistors OC.75. C'est une bascule à une position stable que l'on déséquilibre en appliquant une impulsion négative, provenant du signal précédent dérivé, sur la base d'un des transistors (transistor bloqué). Ce déséquilibre se maintient un certain temps, variable suivant le réglage du potentiomètre P_4. L'impulsion produite est appliquée à un étage séparateur (2N.1305) qui permet d'obtenir le même signal sous faible impédance. C'est ce signal qui commande l'oscillateur, donc le chauffage.

[B] - Oscillateur déclenché [B] 4 : T1 est du type "résistance capacité", et en l'absence d'impulsion positive, son gain n'est pas assez grand pour que l'oscillation se produise. Lorsque l'impulsion positive apparaît, le gain augmente brusquement et le circuit oscille. Afin d'éviter un mauvais départ des oscillations, il faut intégrer légèrement et régler l'amplitude de commande des oscillations par un potentiomètre en série avec l'émetteur du deuxième transistor. Afin de ne pas perturber cet oscillateur, un étage de séparation (OC.71) à résistance d'entrée moyenne (25 kΩ) permet un fonctionnement sûr de l'ensemble [B] 5.

Préamplificateur [B] 6 : La tension sinusoïdale aux bornes de la résistance (d'émetteur de l'OC.71) est appliquée à un transistor 2N 525 pour obtenir un gain de puissance. Dans le circuit collecteur sont insérés un commutateur C et un potentiomètre de réglage fin P_2 qui permettent un réglage manuel de la puissance de chauffage de la sonde. Ensuite, un étage (2N 2197) destiné à commander en courant le transistor de puissance (ASZ 15). Dans ce circuit, la charge collecteur du 2N 2197 est dans le circuit de base ASZ.15 et a pour valeur la résistance de 10 kΩ du collecteur du 2N 2197 plus la résistance d'entrée du ASZ 15.

Etage de sortie [B] 7 : Dans le circuit collecteur du ASZ.15 est placée une inductance en ferroxcube aux bornes de laquelle apparaît la tension alternative. Cette inductance, associée avec les condensateurs du filtre passe-haut constitue un circuit oscillant (fréquence : 5 kHz) qui a une surtension voisine de l'unité. La résistance de charge du ASZ.15 est constituée par le fil de la sonde (résistance pouvant varier entre 3Ω et 10Ω). Le courant moyen de repos est de 350 mA.

Filtre passe-haut [B] 8 : A la mise en route de l'oscillateur correspond une onde à front raide qui se propage par l'alimentation d'une part et par les circuits RC, d'autre part. Cette onde produirait des oscillations parasites dans le filtre passe-bas. Ce défaut disparaît avec le filtre passe-haut puisque les sous-harmoniques responsables du défaut sont supprimés. (Impédance itérative 3Ω , fréquence de coupure 5 kHz).

[C]- Sonde [C] 9 : A la sortie du filtre [B] 8 apparaît la différence de potentiel thermoélectrique de la sonde [C] 9.

[D]- Filtre passe-bas [D] 10 : Caractéristiques : fréquence de coupure, 700 Hz; impédance itérative, 270Ω ; atténuation, environ 60 dB; temps de transmission, 2ms.

[E]- Préamplificateur [E] 11 : Le préamplificateur différentiel (DDC, type D.12) est utilisé avec un étage de contre réaction double réalisé grâce à un transistor 2N.338. Les deux entrées de l'amplificateur sont réunies l'une au collecteur du 2N.338, l'autre à l'émetteur, tandis que la base reçoit la commande du signal de sortie de l'amplificateur.

L'entrée marquée (-) reçoit le signal thermique venant du filtre passe-bas, ainsi qu'une contre réaction du circuit émetteur 2N 338, à taux variable par un potentiomètre P_4.

L'entrée marquée (+) reçoit également une contre-réaction venant du circuit collecteur 2N 338, seulement pour les variations lentes de la tension de sortie. Dans ces conditions l'ensemble se comporte comme un amplificateur à très basse fréquence et, de ce fait, possède une plus grande stabilité. Afin que le circuit de contre-réaction fonctionne bien, il faut qu'à l'équilibre, la tension de sortie soit de 5 volts, tension réglable avec le potentiomètre d'équilibrage. La tension d'équilibrage est contrôlée par l'appareil de mesure V.

Caractéristiques : Gain sans contre-réaction (P_4 en court-circuit) 33.000, tension d'agitation thermique à la sortie, 300 mV, CC: gain normal, 15.000, tension d'agitation thermique, 100 mV, CC; gain avec forte contre-réaction, 2.000, tension d'agitation thermique, 30 mV, CC.

[F]- Etage d'alignement [F] 12 : Le rôle de ce circuit est de maintenir fixe un niveau de référence qui correspond à la f.e.m thermoélectrique de la sonde au repos dans les instants qui précèdent son excitation. Dans une liaison RC normale, un état d'équilibre se produit quand la charge égale la décharge. Cet équilibre dépendant de la valeur moyenne du signal thermoélectrique, constamment variable dans le cas présent, un circuit d'alignement est nécessaire pour fixer à une valeur choisie la charge du condensateur de liaison au début de chaque perturbation thermique.

Description du circuit : Il comprend, un transistor 2N 1306 (Ta) servant d'interrupteur électronique, et deux diodes au silicium.

Fonctionnement : Le transistor 2N 1306 a deux états, conducteur ou coupé. Lorsqu'il est coupé deux condensateurs se chargent à travers de grandes résistances. La constante de temps est, de ce fait, grande. Pendant cette charge, les deux diodes silicium sont polarisées en sens inverse et, par conséquent, ont une résistance inverse grande. Le condensateur de liaison ne peut pas se décharger. Avant que l'état d'équilibre de ce circuit ne soit atteint, une impulsion positive provenant de la base de temps est appliquée sur la base de (Ta), le rendant conducteur. Alors, les deux condensateurs se déchargent à

travers les deux diodes silicium (12 P.2). La résistance du circuit étant très petite, ces condensateurs se déchargent rapidement. A ce moment, le condensateur de liaison peut prendre ou perdre une charge. Dans ces conditions, ce condensateur possède toujours la même charge électrique avant le fonctionnement de l'oscillateur de chauffage. Par conséquent, le signal thermique à cet instant correspond toujours à la même tension par rapport à la masse.

Il suffit à présent d'appliquer cette tension à la grille d'un tube nuvistor (Nu) pour obtenir une variation de courant nécessaire au fonctionnement des bascules. Les échauffements correspondent à une diminution de tension sur la grille de (Nu).

[G]- Bascules à unijonction : On distinguera deux bascules :

a) une dans le circuit de cathode du tube (Nu), fonctionnant sur le maximum du signal thermique : [G_1] 13;

b) l'autre dans le circuit d'anode, pour le second niveau de déclenchement, associée à un transistor 2N 338 afin de permettre une plus grande modulation : [G_2] 14.

Fonctionnement : En l'absence de signal thermique, la bascule du circuit de cathode, dont le fonctionnement est réglé sur le maximum du signal thermique, reste bloquée, tandis que celle d'anode fonctionne. Lorsqu'un signal thermique apparaît, la bascule d'anode s'arrête (augmentation de la tension entre B.2. et B.1.) et celle de cathode déclenche ensuite sur la valeur choisie pour le maximum de ce signal, réglable par un potentiomètre P_6. Le niveau de déclenchement pour la deuxième bascule peut être choisi à volonté par un autre potentiomètre P_7. Dès que le signal thermique diminue en valeur absolue, la bascule du circuit de cathode se bloque de nouveau, tandis que celle de l'anode est toujours arrêtée. Un instant plus tard, c'est celle de l'anode qui va fonctionner pour le niveau fixé par son potentiomètre. On obtient de ce fait, deux sortes d'impulsions correspondant, la première au maximum du signal thermique et, la deuxième, à un autre point choisi arbitrairement sur la courbe de refroidissement qui a une allure exponentielle.

Deux étages séparateurs : l'un pour la bascule de cathode (2N 524), l'autre pour celle d'anode (OC 75), permettent d'éviter tout déclenchement intempestif.

Bistable de commande de l'oscillateur [G_3] 14 : Ce montage est composé d'un 2N 1597 thyratron (Th1) et d'un transistor 2N 338 pour son désamorçage (Td_1).

En l'absence de signal thermique, le thyratron est désamorcé par le transistor (Td_1), lequel reçoit une impulsion positive venant de l'étage supérieur de la base de temps (B). L'anode du thyratron est donc positive par rapport au négatif de l'alimentation.

Dans ces conditions, l'oscillateur peut fonctionner et la sonde s'échauffe. La bascule du circuit de cathode du nuvistor va fonctionner pour une valeur préaffichée du signal thermique.

L'impulsion fournie par cette bascule, appliquée au 2N 524, crée un signal positif sur le collecteur de ce transistor. Cette impulsion est transmise au thyratron qui s'amorce. Sa tension d'anode tombe alors brusquement à une valeur très faible, et l'oscillateur s'arrête, ainsi que le chauffage de la sonde, à la suite de l'impulsion transmise en (C).

Le cycle reprendra lorsqu'une nouvelle impulsion de la base de temps apparaîtra.

Séparateur différentiateur : L'impulsion positive du premier bistable est appliquée par (C) à la base d'un 2N 338 (Ts) à travers une résistance. Elle rend ce transistor (Ts) conducteur. Dans son collecteur apparaît une impulsion négative différentiée par le circuit RC qui donne deux impulsions, une négative supprimée par la diode D2,P' (début du chauffage) et une positive (fin de chauffage) appliquée à la base du transistor du deuxième bistable.

Bistable pour la mesure de la constante de temps thermique : Il est semblable au premier bistable. Cependant, le thyratron 2N 1177 (Th^2) de ce circuit conduit presque toujours, contrairement à celui du premier bistable. Quand le signal thermique atteint son maximum, l'impulsion ⟵ positive venant du séparateur-différentiateur rend le 2N 338 (Td_2) conducteur et débloque le thyratron qui lui est associé, rendant son anode positive. La base de ce thyratron reçoit les impulsions venant d'un transistor OC 75, lui-même commandé par la bascule unijonction d'anode (voir fonctionnement des bascules). De ce fait, quand le signal thermique décroissant aura atteint le niveau prédéterminé, le thyratron de ce bistable redeviendra conducteur jusqu'à ce qu'une nouvelle impulsion thermique se produise. Sur son anode, une impulsion positive, d'une durée fonction de la constante de temps thermique, apparaît. Ce signal est appliqué au circuit intégrateur.

[H]- Intégrateur [H] 15 : Le signal précédent est appliqué à la base d'un 2N 338 (Ti) fonctionnant à courant constant. Celui-ci charge un condensateur X, ce qui fait apparaître à ses bornes une tension proportionnelle au temps. Ensuite, un autre transistor 2N 338 le décharge.

Fonctionnement : Pour obtenir un bon fonctionnement de ce circuit, deux conditions sont nécessaires : avoir un courant de base extrêmement faible, et avoir aussi un courant de collecteur faible pour obtenir une dissipation d'énergie négligeable.

De plus, une contre-réaction dans le circuit émetteur permet d'augmenter la résistance interne de ce transistor (Ti), et de doser la charge du condensateur pour une impulsion appliquée à sa base, de durée variable et d'amplitude constante. Cette impulsion vient de l'anode du thyratron (Th_2) (voir bistable pour la mesure de la constante de temps) et est appliquée à travers une grande résistance à la base de (Ti). Pendant toute la durée de cette impulsion, un courant constant traverse le circuit collecteur et par conséquent charge le condensateur : la tension aux bornes du condensateur est proportionnelle au temps. Quand la tension appliquée à la base disparaît, le condensateur reste chargé puisque le courant au repos est pratiquement nul. Après un certain temps, une impulsion venant de la base de temps par (D) apparaît un peu avant le début du chauffage : elle est appliquée à la base d'un deuxième transistor 2N 338 (transistor de décharge) à travers une diode 12 P2, le rendant brusquement conducteur. Le condensateur se décharge alors très rapidement, pour se recharger un moment plus tard, au rythme de la base de temps. Par conséquent, la tension aux bornes du condensateur est maximale quand la bascule d'anode fonctionne. C'est à ce moment que l'on charge un petit condensateur(Y) placé dans le circuit d'un électromètre, par l'intermédiaire d'un contact du relais RE, lui-même commandé par un monostable, déclenché au moment où le 2N 1597 (Th_2) du deuxième bistable devient conducteur. De ce fait, la tension aux bornes de ce condensateur Y est fonction de la constante de temps thermique de la sonde.

Electromètre (ME 1403) : La tension aux électrodes de ce tube (El) ne devant être appliquée que lorsque le filament a atteint sa température , un dispositif temporisateur à thyratron a été placé pour cette fonction (2N 1597). Cette tension apparaît aux bornes de 27 kΩ (borne + du microampéremètre). La tension G_2 du tube est stabilisée par une diode Zener (OAZ 207). Ainsi, le courant dans ce tube ne dépend plus que de la polarisation (tension entre grille G_1 et borne du filament). La tension entre -F et le chassis est fixée par le courant qui circule dans le filament du tube (8,2mA) plus le courant écran G_2, plus le courant de l'anode.Ces deux derniers étant très faibles, seul le courant filament est à considérer. En faisant varier la résistance de ce circuit au moyen d'un potentiomètre P_8 on modifie légèrement la tension entre -F et le chassis. La tension entre G_1 et -F(polarisation), étant égale à la différence entre la tension aux bornes de Y diminuée de la tension entre -F et le chassis, il en résulte

que le courant d'anode de l'électromètre ne dépend plus que de la charge de Y placé dans le circuit de grille G_1, laquelle dépend de la constante de temps thermique de la sonde. Il faut noter que ce circuit permet des mesures pratiquement statiques, et que le courant d'anode de l'électromètre ne dépend pas de la résistance du microampèremètre, tout au moins pour des valeurs de résistance plus petites que 100 kΩ.

[I]- Circuit d'étalonnage : Il est simplement composé d'un circuit RC formé d'éléments de précision (condensateur mylar 0,2%, potentiomètres 10 tours de précision). Ce circuit a des constantes de temps de charge et de décharge réglables par potentiomètres. Il est chargé à courant constant, par (C) pendant les périodes d'excitation au moyen d'un transistor 2N 338 (Te) commandé par la première bascule G_1. L'étalonnage s'effectue soit en Lissajous, soit en réalisant l'opposition directe du signal analogique et du signal du capteur, par l'intermédiaire d'un interrupteur.

Remarques sur l'ensemble décrit : L'ensemble décrit, construit en 1964, utilise certains procédés tels que nuvistor ou électromètres qui peuvent être à présent avantageusement remplacés par des transistors à effet de champ. Un large emploi de ces éléments a été fait dans l'appareil plus moderne qui va être décrit au paragraphe suivant.

La conception de l'oscillateur et du circuit de puissance a d'autre part été améliorée de manière à diminuer la consommation et à fonctionner à des fréquences beaucoup plus élevées. La construction des filtres s'en trouve très simplifiée. En pratique, nous utilisons à présent des fréquences d'oscillation de l'ordre du MHz. Ainsi, il nous a été possible de diminuer la consommation, qui dans l'appareil précédent est de l'ordre de 600 mA sous 12V, et de 60 mA sous 30V dans le nouvel appareil décrit à présent, qui diffère du précédent par son circuit d'excitation, et parce qu'il utilise un autre mode de caractérisation du signal.

2.4.4 - Appareil polyvalent à réponse instantanée

2.4.4.1 - Principe de mesure

Pour l'étude des milieux à propriétés rapidement variables et, en particulier, pour les mesures en écoulements turbulents, nous souhaitions disposer d'un appareillage permettant d'une part, la mesure instantanée et localisée d'au moins deux paramètres obtenus simultanément et, d'autre part, un temps de réponse très court.

L'appareillage décrit ci-dessous répond à ce double objectif : il permet, avec des fils thermorésistants très fins tels que ceux utilisés habituellement en anémométrie par fil chaud, d'effectuer jusqu'à 5000 pointages par seconde des paramètres vitesse et température du fluide. Chaque "point double" de ces deux paramètres est obtenu au moyen du même capteur, donc au même endroit et en même temps.

a) Pour cela, on utilise un signal d'excitation très bref (durée δt de quelques microsecondes) et de forte intensité. Il en résulte, sur le fil, un échauffement pratiquement linéaire : toute la chaleur reste accumulée dans le fil pendant l'excitation, la perte à l'extérieur ou par les extrémités étant négligeable. Ainsi, l'élévation de la température du fil, pour une énergie d'excitation donnée, ne dépend pas de la dissipation et, d'autre part, le fil se comporte comme s'il était de longueur infinie. On a donc l'avantage fondamental de considérer un problème thermique plan, dit de "sections droites".

On a vérifié expérimentalement que, quelles que soient les conditions de dissipation, la température de crête θ_c ne diffère de la température d'équilibre θ_e que par un décalage constant, qui ne dépend que de l'énergie d'excitation, qu'on suppose parfaitement connue.

Ainsi, l'indication de θ_c, obtenue au cours du fonctionnement en capteur actif, est donc équivalente à l'indication de θ_e, qui serait obtenue lors d'un fonctionnement en capteur passif (thermomètre à résistance ordinaire).

Sur une première voie d'indication, on mesurera donc θ_c qui sera mémorisé, entre deux impulsions d'excitation successives, au moyen d'un voltmètre de crête, par exemple. Ainsi, il est possible de disposer, pendant la période T, d'un niveau de tension constant aux bornes d'un condensateur. Cet affichage de θ_c sera effacé lors des impulsions d'excitation, pendant lesquelles le condensateur est déchargé jusqu'à un niveau de référence, à partir duquel sont indiquées les amplitudes proportionnelles à θ_c. (fig.2.39).

b) Sur une deuxième voie de mesure, à la sortie de l'amplificateur, on se propose de caractériser la dissipation du fil. On verra au chapitre 3 que, dans les premiers instants suivant la fin de l'excitation, le fil se comporte en convection comme un système du premier ordre, ce qui se traduit par le fait que le retour à l'équilibre est exponentiel, et suit la loi :

$$\theta_x - \theta_{e(x)} = \left[\theta_c - \theta_{e(c)}\right] e^{-\frac{t}{\tau}}$$

τ est fonction décroissante de la vitesse de ventilation du fil.

Cette loi simple est très bien vérifiée expérimentalement, elle est justifiée par le fait que, dans les premiers instants suivant le chauffage bref, les pertes d'extrémité ne jouent qu'un rôle négligeable : le fil se comporte dans son

ensemble comme une simple capacité thermique infiniment conductrice (la section droite est très petite) soumise à une dissipation de type convectif, par la surface latérale du fil.

Alors, la dérivée s'écrit :

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{1}{\tau}\left[\theta_c - \theta_{e(o)}\right] e^{-\frac{t}{\tau}}$$

et, à l'instant, pris pour origine, de la fin de l'excitation :

$$\theta'_c = \left(\frac{d\theta}{dt}\right)_o = -\frac{1}{\tau}\left[\theta_c - \theta_{e(o)}\right]$$

Il suffira, pour caractériser la dissipation, de disposer un circuit dérivateur, fournissant à chaque instant du refroidissement un signal proportionnel au signal de déséquilibre thermique $\theta - \theta_e$. Pour mesurer la dissipation à un instant donné, on choisira de préférence l'instant où la dérivée est maximale, c'est-à-dire le début du refroidissement. C'est donc la valeur de crête θ'_c proportionnelle à $1/\tau$, atteinte par la dérivée, qui fera l'objet de la mesure de dissipation, (fig.2.40).

Pour indiquer θ'_c, on effectuera comme pour θ_c une mémorisation pendant la période T, en utilisant un voltmètre de crête recalé à un niveau de référence pendant les temps d'excitation.

Les oscillogrammes ci-dessous (fig.2.41) montrent l'allure des signaux d'indication, pendant l'étude d'un écoulement fluctuant, mais à caractère périodique.(Il s'agit d'un jet d'air comprimé haché par les pales d'un ventilateur). Le signal thermique tel qu'il est prélevé à la sortie de l'amplificateur continu est indiqué en A.

Le même signal, après passage par un filtre passe-haut, est représenté en valeur moyenne nulle en B. On peut ainsi se rendre plus facilement compte des variations de la constante de temps de refroidissement.

En C, on voit l'indication des θ_c, qui suit le profil des températures d'équilibre observées en A.

En D, on a l'indication des θ'_c, dont l'amplitude est proportionnelle aux $1/\tau$, et, en fait, très sensiblement proportionnelle aux vitesses d'écoulement.

Les signaux ainsi mémorisés sur les voies C et D peuvent être facilement enregistrés sur bande magnétique, et même, directement, sous forme digitalisée. A partir de ces résultats d'échantillonnage, on peut définir certains paramètres statistiques d'obtention généralement difficile, tels que les corrélations vitesse-température.

2.4.4.2 - Description détaillée d'un exemple de réalisation

L'appareil se compose de deux plaquettes. La première fournit l'impulsion de chauffage haute fréquence commandée à partir d'un générateur d'impulsions extérieur, ou simplement par la base de temps de l'oscilloscope qui sert à l'observation des signaux. La deuxième exploite le signal thermique de deux façons différentes :

a) Le signal est différentié et amplifié. Puis une deuxième différentiation (mise en forme) est réalisée et suivie d'une autre amplification. Le signal obtenu est appliqué à une diode en série avec un condensateur de faible capacité. Ce condensateur se charge de façon que la tension à ses bornes soit une fonction de la dérivée du signal thermique.

b) Le signal initial est amplifié par un circuit transmettant la composante continue. Le signal de sortie charge un condensateur en série avec une diode. La tension à ses bornes est proportionnelle à la température du milieu où se trouve le fil thermorésistant.

Les deux signaux (dérivé et température) sont disponibles et appliqués aux bornes de l'oscilloscope.

Circuits HF. (fig.2.42). L'oscillateur (réglé sur 1200 kHz) fournit une tension HF d'amplitude constante. Le signal HF est pris au point milieu du potentiomètre (100 Ω) placé dans l'émetteur du 2N 1893 et, de ce fait, peut varier en amplitude avec son réglage. Cette tension est appliquée à la base du 2N 2197 (transistor de puissance), et le polarise en sens inverse (l'espace base-émetteur se comporte comme une diode). De ce fait, le transistor 2N 2197 ne peut amplifier le signal HF, quelle que soit l'amplitude de la tension HF appliquée à sa base. Pour que le 2N 2197 module une puissance HF, il faut polariser sa base dans le sens normal en y faisant passer un courant. C'est le rôle de l'étage 2N 1306. La base reçoit une impulsion positive venant d'un générateur d'impulsions (amplitude 30 V). C'est par exemple le créneau de retour de la base de temps de l'oscilloscope d'observation. La durée de cette impulsion permet de régler le temps de passage du courant dans le transistor 2N 1306 et, dans le circuit émetteur, on retrouve l'impulsion appliquée à la base du 2N 2197, à travers un potentiomètre de 10 kΩ et une diode Zener. Cette diode isole la base du 2N 2197 lorsque le courant ne circule plus dans le 2N 1306. Le potentiomètre de 10 kΩ permet de régler le courant traversant la base du 2N 2197, et fixe par conséquent la polarisation de ce transistor. La tension collecteur du 2N 1306 est stabilisée de son côté par une diode Zener 15 Z 4 et par un condensateur électrochimique 100 µF.

Ainsi, l'amplitude de la tension de commande du 2N 2197 est constante pour des temps d'impulsion de 10 µs à 400 µs. Pour obtenir une puissance HF optimale, un réglage judicieux des deux potentiomètres est nécessaire (100 Ω sur l'émetteur du 2N 1893 et 10 kΩ sur la base du 2N 2197). Le réglage optimum est obtenu lorsque la tension HF est symétrique pour le plus faible courant moyen du 2N 2197. Dans le circuit collecteur du 2N 2197, apparaît la tension HF qui, à travers le filtre passe-haut, est appliquée à l'autotransformateur, puis à la sonde. L'autotransformateur est muni de prises d'impédance variables (5, 10, 50, 200 Ω) et la "sonde" est, en fait, constituée par un pont de Wheatstone indépendant, alimenté par pile au mercure ou alimentation stabilisée. Ce pont est muni d'un condensateur shunt comme il a été indiqué au § 2.3.4. La différence de potentiel HF appliquée à la sonde ne comporte plus de sous-harmoniques grâce au filtre passe-haut, et ne peut pas être transmise par le filtre passe-bas. A la sortie du filtre passe-bas on obtient seulement la tension de mesure provenant de la sonde, qui est appliquée à un amplificateur continu qui est celui de l'oscilloscope lui-même, par exemple. La tension amplifiée commande la deuxième plaquette et apparaît sur l'écran de l'oscilloscope.

Circuits de mesure.(fig.2.43). Le signal de sortie de l'amplificateur est appliqué à deux circuits en parallèle (base de (T_3) et grille du 2N 3369 (T_2). L'un sert à la mesure de vitesse, l'autre à la mesure de température.

En ce qui concerne la vitesse, la tension est appliquée sur un circuit différentiateur (fig.2.44-2 et 2.), puis amplifiée (fig.2.44-3), par le TEC T2. Ensuite elle est appliquée à la base du 2N 930 (T4). Dans ce circuit, les deux résistances en parallèle sur une capacité de 1000 µF provoquent une deuxième différentiation, tout en assurant la polarisation normale du 2N 930 (T4). Cette polarisation dépend aussi du réglage de la polarisation de T2 (potentiomètre P2). Sur le collecteur de T4, le signal écrêté de la figure 2.44-4 apparaît, et son amplitude dépend de la constante de temps de refroidissement du fil. Si cette constante de temps est petite l'amplitude de cette tension tend vers 0. En parallèle sur T4 est branché un circuit RC(3,9 µF - 100 kΩ) qui élimine la composante continue. Le signal de la figure 4 apparaît donc aussi aux bornes de la 100 kΩ, avec une valeur moyenne nulle. Ce signal charge le condensateur de 10 nF en série avec la diode 12 P2. Ce condensateur se charge à la tension de crête lors de chaque impulsion. Il est en parallèle sur le transistor T5 qui reçoit sur sa base une impulsion positive provenant de l'anode de T2 (crête sur la figure 2.44-3). Cette impulsion positive provoque la décharge du condensateur de 10 nF pendant le temps d'excitation.

Après un temps très court (environ 2 µs), il se recharge à la tension maximale. Pour mesurer la tension aux bornes de ce condensateur, un transistor à effet de champ (T6) est utilisé. Cette tension modifie la polarisation de T6 et, par conséquent, son courant anodique. Un appareil de mesure à cadre mobile (déviation totale 2 mA) permet de mesurer le courant anodique et, par conséquent, la tension aux bornes du 10 nF, qui dépend de la constante de temps de refroidissement du fil. L'indication de cet appareil donne la valeur moyenne du courant de T6. En branchant un oscilloscope entre anode et masse, on obtient en fonction du temps la loi de variation de tension de charge du condensateur de 10 nF (fig.2.44-5) qui correspond à une suite de rectangles d'amplitudes variables.

En ce qui concerne la température, la tension de sortie de l'amplificateur est appliquée à la base de T3 par une liaison permettant le passage du courant continu : si la température du milieu où se trouve le fil évolue, le signal thermique varie suivant la figure 2.44-6. La valeur moyenne du signal thermique peut être très grande, par exemple si la température est élevée ou si le pont est déréglé; dans ce cas le transistor T3 pourrait fonctionner dans des conditions anormales et produire des distorsions. L'ensemble RC placé facultativement dans le circuit de base de T3 a pour but de diminuer cet effet, par jeu des potentiomètres (100 kΩ en série avec le 500 µF et 1MΩ en série avec 10 kΩ). On peut ainsi ajuster le rapport du gain en continu au gain en alternatif. Le potentiomètre de 1 MΩ directement en série avec la base permet de régler la polarisation de T3 à sa juste valeur. Pour vérifier ce réglage, il suffit de comparer le signal de sortie de l'amplificateur à celui apparaissant sur le collecteur de T3 aux bornes de la résistance 1 kΩ. Aux bornes de cette résistance est branché un circuit (8,2 nF et 12 P?) identique au circuit de mesure de la vitesse. Le condensateur se charge à la tension de crête V_c (fig.2.44-6). A chaque chauffage, ce condensateur se décharge par T7, puis se recharge rapidement. La tension à ses bornes étant appliquée à T1, le courant anodique de ce transistor à effet de champ donne la valeur moyenne des températures, et l'oscilloscope branché sur ce circuit indique les températures maximales variables, en fonction du temps. Le potentiomètre P1 de T1 permet l'ajustement de la polarisation. Normalement, sans signal thermique, le courant de T1 doit être réglé à 100 µA environ, en supposant que l'amplificateur a une tension d'équilibre de + 2V. Dans ces conditions, la tension entre l'anode de T1 et la masse est presque égale à 12 V. L'amplificateur de l'oscilloscope étant alors dans la position "continu", si le signal de mesure a une amplitude de l'ordre du volt, un rattrapage de cette tension continue est nécessaire. C'est le rôle du potentiomètre P3.

Par conséquent, l'oscilloscope est à la masse par le curseur de ce potentiomètre. Dans ces conditions, seule cette masse doit être reliée à l'oscilloscope.

2.4.4.3 - Perfectionnements de la méthode d'indication

L'appareillage qui vient d'être décrit utilise de nombreux éléments de l'oscillographe de mesure : base de temps, amplificateurs (de préférence à faible niveau et avec filtrage passe-bas). Ces éléments sont généralement assez stables pour permettre des mesures de bonne qualité.

Toutefois, l'indication directe de l'amplitude du signal dérivé a le défaut de nécessiter une grande stabilité du gain de l'amplificateur, et elle n'est significative que si l'énergie d'excitation est parfaitement constante. On peut remédier à ces inconvénients, et utiliser par conséquent des amplificateurs et des bases de temps médiocres, au prix d'un montage un peu plus compliqué que le précédent, et dont nous donnons ci-dessous le principe.

Il faut disposer d'une voie de mesure supplémentaire sur laquelle on prélève l'amplitude du signal thermique $\theta - \theta_e$. Pour cela, on peut utiliser un circuit d'alignement recalé à chaque impulsion sur le niveau θ_e, et tel que celui déjà décrit en 2.4.3.

On réunit alors, à l'entrée d'un quotientmètre, le signal dérivé $[d\theta/dt]$, et le signal de déséquilibre en amplitude $\theta - \theta_e$. Le rapport de ces deux quantités ne dépend que de τ :

quel que soit t, $(d\theta/dt)/(\theta - \theta_e) = -1/\tau$.

Cette relation très simple n'est naturellement valable que dans les premiers instants suivant le début du refroidissement, qui n'est pas toujours rigoureusement exponentiel.

L'avantage de ce dispositif est d'obtenir une indication de la dissipation indépendamment des fluctuations de gain et des dérives de l'amplificateur principal, indépendamment aussi des fluctuations de la durée et de la puissance excitatrice. Le quotient du signal direct et de sa dérivée n'est en effet sensible qu'à la forme du signal lui-même, indépendamment de son niveau.

En revanche, il est nécessaire de disposer d'amplificateurs opérationnels de bonne qualité, pour réaliser le quotientmètre, et les dérivations. Ces problèmes peuvent toutefois être aisément résolus au moyen d'éléments du commerce, généralement peu coûteux car ils n'agissent pas à des niveaux faibles (l'élément délicat est toujours le préamplificateur à faible bruit, pour lequel le dispositif qui vient d'être décrit a l'intérêt de limiter beaucoup la sévérité des conditions d'emploi).

Le quotient obtenu est naturellement mis avantageusement en mémoire comme indiqué précédemment, entre deux impulsions successives, au moyen d'un voltmètre de crête recalé par les impulsions d'excitation.

Le schéma-bloc de l'appareillage d'indication est donné sur la figure 2.45.

Plutôt que de mémoriser le quotient mesuré en début de refroidissement, il sera en général plus facile de mémoriser séparément les indications instantanées en début de refroidissement, $\theta_c - \theta_e$ et $(d\theta/dt)_c$, et d'effectuer ensuite leur quotient. Cette opération prend en effet un temps non négligeable et il est préférable de l'effectuer sur des signaux dont le niveau est parfaitement stabilisé. Le schéma-bloc est alors modifié comme le montre la figure 2.46.

2.5- CONCLUSION SUR LES APPAREILLAGES. LEURS EXTENSIONS

Les appareillages décrits successivement, dans un ordre de complication et d'automaticité croissante, peuvent désormais être réalisés sous des formes très compactes et peu coûteuses grâce aux transistors et, surtout, grâce à la miniaturisation qui se développe avec les circuits intégrés. On remarquera que les divers éléments ou circuits ont été conçus de façon à faciliter l'interchangeabilité : ainsi, on peut, suivant les besoins, adapter avec une grande souplesse les appareillages aux nécessités de mesures particulières : excitation en courant continu ou alternatif, à fréquence de commutation rapide ou lente, utilisation de thermocouples, thermistances ou fils résistants, temps de réponse variables, réglages manuels ou automatiques, avec compensation partielle ou analogique, etc... Il convenait d'être en possession de l'ensemble des éléments décrits avant de prétendre disposer de véritables systèmes de mesure polyvalents.

On pourrait, naturellement, perfectionner encore les dispositifs et utiliser, en particulier, des ponts de Wheatstone à équilibrage automatique, et des linéariseurs, ou adaptateurs de fonctions divers, tels que ceux utilisés couramment dans les techniques d'anémomètres à fils chaud à résistance constante. Ces questions étant désormais classiques nous ne les avons pas abordées, non plus que l'exploitation des résultats déjà mémorisés par des machines à calculer fonctionnant en temps réel. Notre étude est en effet limitée à la conception d'appareils de mesures thermiques à capteurs actifs fonctionnant en impulsions récurrentes, sans que les détails d'électronique ou les additions d'éléments non essentiels au fonctionnement de base aient à être développés ici.

En revanche, la suite de notre travail sera consacré à l'étude thermique de divers capteurs, ainsi qu'à quelques applications de nos dispositifs, en particulier dans le domaine de la Mécanique des Fluides.

Signalons seulement qu'en dehors du domaine des "mesures", les appareillages déjà décrits, ou certains de leurs éléments, peuvent être utilisés en régulation, ce qui constitue une extension considérable de leur domaine d'emploi. Ainsi, lorsqu'on souhaite minimiser l'importance des fuites d'extrémité dans un thermocouple, on pourra utiliser un circuit de fils conforme à celui représenté sur la figure 2.47. Si on veut maintenir les trois points E_1, S et E_2 à la même température, quelle que soit la dissipation sur l'ensemble des fils, on fera circuler dans les branches 1 E_1 3 et 2 E_2 4 des courants d'excitation Joule convenables, de façon à observer en permanence l'égalité des températures de E_1, S et E_2. La température de E_1 est observée entre les bornes 1 et 3, celle de E_2 entre les bornes 2 et 4 et celle de S entre les bornes 1 et 2.

Sans détailler les dispositifs, on voit que trois ensembles équipés de séparateurs et d'excitateurs séparés seront nécessaires, chacun d'entre eux étant piloté par un asservissement de zéro, tel que celui utilisé dans les anémomètres à fil chaud à température constante.

Avec ce procédé, il est possible d'effectuer des mesures en convection, en régime variable, suivant les procédés d'impulsions décrits, avec un thermocouple E_1,S E_2, dont les effets de pertes extrémales sont rigoureusement compensés à chaque instant.

3.- FONCTIONNEMENT DES CAPTEURS EN MILIEUX DE VITESSES [illegible]

3.1 - LES CAS SCHEMATIQUES

3.1.1 - Processus convectifs ou radiatifs

On a déjà mentionné, en 1.3.1 et 1.4.1 l'intérêt d'utiliser un capteur isolé baigné des régimes non permanents, et de préférence impulsionnels, de façon à localiser dans son voisinage immédiat les perturbations thermiques étudiées.

Suivant que le fluide est immobile ou en mouvement autour du capteur, le processus de dissipation fait intervenir le temps de manière très différentes : ainsi, dans le cas d'un fluide en mouvement, la chaleur est évacuée par convection et, pour un fluide à basse vitesse, on peut écrire à chaque instant que le flux calorifique est simplement proportionnel à la différence des températures du fluide et du capteur, le coefficient de proportionnalité ne dépendant que du mouvement instantané du fluide et de sa température au loin. De façon plus générale, et dans un fluide compressible, si à désigne la surface du capteur baigné par le fluide, α le coefficient de convection global, θ_c la température, supposée uniforme, de la paroi mouillée et θ_r la "température de rayonnement ambiante", on aura, pour exprimer le flux calorifique Φ, la loi de convection suffisamment approchée :

$$\Phi = \alpha s (\theta_c - \theta_r)$$

cette loi n'est valable que pour des écarts $\theta_c - \theta_r$ assez petits.

On sait, d'autre part, que θ_r est lié à la température θ_s du fluide au loin, et à la température d'arrêt θ_i, par une relation qui fait intervenir que l'état du fluide au loin et le régime, par l'intermédiaire d'un facteur thermique partiel noté k :

$$\theta_r - \theta_i = r (\theta_i - \theta_s) = k$$

La différence $\theta_r - \theta_i$ prise égale à k, ne dépend en fait, comme α, que de la vitesse du fluide quand sa nature, sa pression et sa température sont connues.

Dans ces conditions, on peut écrire que :

$$\Phi = \alpha s \left[\theta_c - \theta_i - k \right]$$

Pour un fluide incompressible, en mouvement assez lent, k a une valeur négligeable. Nous considérerons donc d'abord ce cas, qui est le plus simple, où l'on suppose établie instantanément la proportionnalité entre

Φ et $\Theta = \theta_c - \theta_f$

$$\Phi = \alpha s \Theta$$

De même, lorsque le capteur, dont la température de paroi θ_c est toujours supposée uniforme, est soumis au rayonnement seul, de la part d'une enceinte, elle aussi à température θ_f uniforme, qui l'entoure complètement, on peut admettre que la loi précédente reste valable à condition que la différence $\theta_c - \theta_f$ soit assez petite pour qu'on puisse admettre l'approximation

$$\theta_c^4 - \theta_f^4 \simeq \frac{1}{2} (\theta_c + \theta_f)^3 (\theta_c - \theta_f)$$

3.1.? - Processus de conduction

A l'opposé des configurations précédentes, lorsque le capteur est immergé dans un fluide immobile, le flux calorifique évacué ne peut plus être simplement relié à la différence des températures instantanées du capteur et du fluide au loin.

Dans le milieu, supposé homogène, entourant le capteur, l'équation aux dérivées partielles de la chaleur

$$a \Delta\theta = \frac{\partial\theta}{\partial t}$$

est du deuxième ordre et impose, comme conditions aux limites, la connaissance d'un état thermique initial, et la donnée de l'évolution des températures ou des flux sur les surfaces limites depuis l'instant initial.

L'une de ces surfaces limites est constituée par les parois du capteur, et on pourra souvent considérer que sa température est variable au cours du temps, mais uniforme à chaque instant : c'est le cas des capteurs dits "ponctuels" ou constitués de matériaux très bons conducteurs de la chaleur.

L'autre surface limite est définie, d'après le processus thermique et la précision des mesures, comme on l'a vu en 1.3.2. Le "champ d'influence" du capteur sera d'autant mieux localisé que cette surface limite contiendra un volume plus petit.

Au seuil de précision près des mesures, on doit considérer que la température de la surface limite précédente est uniforme et égale à la "température du fluide à l'infini". Si le capteur est donc initialement en équilibre thermique avec le fluide qui l'entoure, et si sa température de paroi est brusquement modifiée à partir de l'instant t = 0, le champ d'influence, et, par conséquent, les frontières de la surface limite, s'agrandissent de plus en plus autour du capteur à partir de l'instant 0.

3.1.2.1 - Problème plan.

Ainsi, soit le problème unidimensionnel plan (problème de mur infini) : le capteur est assimilé à un plan indéfini (x=0) immergé dans un fluide s'étendant à l'infini, de diffusivité a, de température initiale uniforme $\theta = 0$.

A partir de l'instant 0, la température du plan passe de la valeur $\theta = 0$ à la valeur $\theta = \theta_0$ qui est supposée maintenue constante ensuite.

La température initiale dans le fluide à la cote x est égale à :

$$\theta = \theta_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{at}}}^{\infty} e^{-u^2} du$$

La température θ_0 100, une isotherme sera atteinte sur les plans imaginaires dont les cotes x varient avec t suivant la loi :

$$x = \pm 3{,}6 \sqrt{at}$$

Le champ d'influence du capteur s'étend constamment, suivant une loi parabolique.

- Supposons maintenant que le plan origine, au lieu d'être maintenu à température θ_0 constante à partir de l'instant initial, ait été simplement soumis à l'instant t = 0 à une impulsion calorifique très brève, au cours de laquelle la quantité de chaleur Q a été émise par unité de surface plane.

Alors, la température dans le fluide est à chaque instant égale à :

$$\theta = \frac{Q}{\rho c \sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-x^2/4at}}{2\sqrt{at}}$$

A chaque instant, le profil des températures passe par un maximum lorsque :

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \text{ c'est-à-dire lorsque } x^2 = 2at.$$

Alors :

$$\theta_m = \frac{Q}{\rho c \sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-\frac{1}{2}}}{\sqrt{2}x}$$

L'écart de température θ sera maintenu inférieur à toute valeur fixée d'avance à distance finie du capteur, suivant la valeur de Q . Le champ d'influence reste limité et il est donc possible de parler de "mesure locale" quand le processus d'excitation est de type impulsionnel.

- Les cas schématiques précédents concernaient d'abord une condition aux limites en échelon de température, et, pour le deuxième exemple, une condition impulsionnelle calorifique. En fait, il est impossible d'établir brusquement

une différence de température, ou de libérer une quantité de chaleur finie dans un temps infiniment court : c'est seulement à quelque distance des parois du capteur, et quelque temps après l'instant initial qu'on a le droit de considérer comme physiquement valables les états thermiques obtenus à partir de conditions aux limites ressemblant le plus possible aux conditions théoriques.

Une condition aux limites plus réaliste consiste à établir un échelon de flux thermique appliqué à partir de $t = 0$ sur le plan $x = 0$. Alors la température s'exprime par :

$$\theta = \frac{2\Phi\sqrt{at}}{\lambda} \; i \; \operatorname{erf} c \, \frac{x}{2\sqrt{at}}$$

θ croît constamment avec t, pour x donné, En particulier, pour $x = 0$

$$\theta_o = \frac{2\Phi}{\lambda}\sqrt{\frac{at}{\pi}}$$

La loi d'élévation de température du capteur est parabolique en t.

On voit que, dans ce dernier cas, seule l'exploitation du thermogramme dans les premiers instants de l'excitation sera intéressante. Il convient d'interrompre le plus tôt possible l'émission du flux Φ si l'on ne souhaite pas établir un champ thermique à trop grande distance du capteur.

En fait, on aura avantage à alterner des périodes brèves d'excitation, analogues à des "impulsions", et des durées suffisantes pour permettre le retour à l'équilibre thermique, comme on l'a défini au 1er chapitre.

3.1.2.2 - Problème de révolution

Dans les cas schématiques précédents, on a négligé l'inertie thermique propre du capteur, et on l'a supposé infiniment étendu sur une surface plane, ce qui est irréalisable.

Il est déjà plus réaliste d'imaginer un problème unidimensionnel de révolution, le capteur ayant la forme d'un fil infiniment long de rayon r_o. En réponse aux conditions aux limites précédemment étudiées, on trouverait des résultats analogues à ceux du capteur plan : l'échelon de température conduit à un champ d'influence dont les frontières s'élargissent constamment :

$$\theta = \theta_o + \frac{2\theta_o}{\pi}\int_0^\infty e^{-au^2t}\,\frac{J_o(ur)\,Y_o(ur_o) - Y_o(ur)\,J_o(ur_o)}{J_o^2(ur_o) + Y_o^2(ur_o)}\,\frac{du}{u}$$

Pour de petites valeurs de t, cette formule admet le développement

$$\theta = \theta_0 \sqrt{\frac{r_0}{r}} \operatorname{erfc} \frac{r - r_0}{2\sqrt{at}} + \frac{\theta_0 (r - r_0)\sqrt{at}}{4\sqrt{r_0}\, r^{3/2}} \, i \operatorname{erfc} \frac{(r - r_0)}{2\sqrt{at}} + \cdots$$

d'où l'on peut déduire la durée maximale de l'excitation, pour une distance r_{max} imposée comme frontière de la surface limite.

En fait, comme dans le cas du plan, on ne pourra pas imposer facilement une loi de flux qui correspondrait à un échelon de température et devrait satisfaire à

$$\Phi = \frac{4\theta_0 \lambda}{r_0 \pi^2} \int_0^\infty e^{-au^2 t} \frac{du}{u\left[J_0^2(r_0 u) + Y_0^2(r_0 u)\right]}$$

Pour de faibles valeurs de t, le 1er terme du développement de Φ a la valeur de Φ correspondant au cas du plan ; Φ suit la loi :

$$\Phi = \frac{\theta_0 \lambda}{\sqrt{\pi a t}} + \frac{\theta_0 \lambda}{2 r_0}\left[1 - o\left(\sqrt{\frac{at}{r_0^2}}\right)\right]$$

Comme pour le plan, la loi de flux est en $1/\sqrt{t}$ aux premiers instants et correspond donc à un flux initial infini, physiquement irréalisable.

En revanche, il est plus réaliste d'imposer une loi de flux échelon Φ_0 à la paroi du capteur. Dans ce cas,

$$\theta = -\frac{2\Phi_0}{\pi \lambda} \int_0^\infty \left(1 - e^{-au^2 t}\right) \frac{J_0(ur) Y_1(ur_0) - Y_0(ur) J_1(ur_0)}{u^2\left[J_1^2(ur_0) + Y_1^2(ur_0)\right]} du$$

et pour t assez grand

$$\theta = \frac{\Phi_0 r_0}{2\lambda} \ln \frac{4at}{C r^2} + o\left(\frac{r_0^2}{at}\right)$$

avec $C = e^{\gamma}$, (γ constante d'Euler).

Cette loi logarithmique est largement utilisée dans les méthodes de mesures dites de "sonde calorifique"

et divers appareillages ont été conçus de façon à rendre son exploitation facile. Il convient toutefois de remarquer qu'elle ne s'applique pas à des instants trop rapprochés de l'instant initial, par suite de l'inertie thermique propre du fil capteur, et qu'elle est également mise en défaut pour des durées trop grandes, au cours desquelles le champ d'influence s'étend à des distances de l'ordre de grandeur de la longueur du fil, qui n'est forcément jamais infini. Les effets d'inertie limitent donc ces méthodes du côté des temps courts, tandis que les effets tridimensionnels les limitent du côté des temps longs. Il nous a donc semblé que la configuration "fil" n'était pas particulièrement intéressante en vue de l'utilisation d'échelons ou de créneaux longs dans les fluides immobiles.

On verra en revanche au § 3.4.3 que l'utilisation d'impulsions calorifiques brèves et répétées, et l'étude du début de la dissipation, conduisent par l'utilisation même de l'inertie thermique des capteurs à fils, à une méthode simple d'étude des propriétés thermiques de fluides immobiles. Comme dans le cas du plan, l'émission d'impulsions brèves crée des champs d'influence dans lesquels la température est, à chaque instant, maximale sur un cylindre dont le rayon augmente avec le temps tandis que l'amplitude de l'écart de température maximum diminue, de sorte que les champs thermiques de perturbation restent limités (à l'ordre de précision des mesures) à la fois dans l'espace et dans le temps.

3.1.2.3 - Problème sphérique

A la différence des cas du plan et du cylindre infini, une sphère plongée dans un fluide immobile peut évacuer en permanence un flux calorifique constant Φ_o et conserver une température constante θ_o. Alors

$$\theta = \frac{r_o}{r}\theta_o \qquad \Phi_o = 4\pi\lambda\theta_o r_o$$

Les températures évoluent en 1/r, de sorte qu'il est possible, avec un capteur sphérique ou, du moins, tridimensionnel, d'obtenir en régime permanent un champ d'influence limité.

A fortiori, des excitations brèves et répétées créeront des perturbations encore plus localisées, et la frontière du champ permanent peut être considérée comme la limite supérieure de tous les champs non permanents correspondants à des processus quelconques. On peut donc dire que, seuls, les capteurs

actifs tridimensionnels ou, mieux, "ponctuels" tout aptes à effectuer des mesures "locales" au sens strict, quel que soit leur mode d'action, en régime permanent ou non.

Par exemple, admettons que la limite pratique du champ de perturbation correspondant à une valeur de θ_L égale au centième de θ_c (la température à l'infini θ_∞ étant supposée nulle).

Alors :

$$\frac{r_L}{r_0} = 100$$

Avec des capteurs constitués par des thermistances, perles de 0,2 mm de diamètre, le champ d'influence sera limité à une sphère de 1 cm de rayon. Cette remarque implique, pour les récipients contenant le fluide en étude, un volume de 1 cm³ au moins, et elle limite considérablement la validité des mesures "locales" dans les fluides immobiles. Toutefois, il est très rare qu'on ne puisse pas disposer dans les fluides immobiles d'échantillons homogènes du volume inférieur à 1 cm³.

Nous avons donc utilisé ce type thermistance perle de très petite taille au centre d'enceintes thermostatées sans avoir à nous préoccuper des "effets de paroi" dus à l'enceinte.

A titre indicatif, et pour permettre le calcul des dimensions limites de champs d'influence correspondant à des excitations en régime non permanent, nous donnons ci-dessous l'expression des températures en réponse à un échelon de température θ_c à la paroi de la sphère de rayon r_0, et en réponse à un échelon de flux Φ_2.

$$\theta = \frac{r_0}{r}\,\theta_c\,\mathrm{erfc}\,\frac{r-r_0}{2\sqrt{at}}$$

$$\theta = \frac{r_0^2}{r}\,\frac{\Phi_2}{\lambda}\left\{\mathrm{erfc}\,\frac{r-r_0}{2\sqrt{at}} - \exp\left[\frac{r-r_0}{r_0}+\frac{at}{r_0^2}\right]\mathrm{erfc}\left[\frac{r-r_0}{2\sqrt{at}}+\frac{\sqrt{at}}{r_0}\right]\right\}$$

3.1.3 - Intérêt des capteurs "ponctuels" dans les fluides immobiles

3.1.3.1 - Le cas schématique rappelé

On a vu que la localisation du champ d'influence dans un fluide immobile n'était possible en régime permanent qu'

un capteur tridimensionnel de très petite taille, et que d'autre part, de façon très générale, l'utilisation d'excitations impulsionnelles améliorait toujours cette localisation, quelle que soit la forme du capteur utilisé.

On a décrit au chapitre précédent des appareillages susceptibles de tirer parti des premiers instants suivant l'impulsion excitatrice, afin de fournir le résultat de mesure : l'excitation impulsionnelle fournit donc, dans un système initialement au repos thermique, une méthode caractérisée par une réponse quasi-instantanée. Toutefois, avant de répéter l'impulsion excitatrice, il convient d'attendre que le système soit revenu au repos thermique, et c'est en fait la fréquence maximale de répétition des impulsions qui fixe les qualités de l'appareillage en tant qu' "échantillonneur". On a, de toutes façons, intérêt à minimiser la période d'échantillonnage afin de pouvoir, dans un milieu stable, effectuer un grand nombre de mesures, correspondant chacune à une impulsion; la moyenne de ces mesures permet d'obtenir généralement un résultat d'autant plus précis que l'échantillonnage porte sur un plus grand nombre d'expériences.

Or, par rapport aux cas limites traités précédemment, l'utilisation de capteurs matériels impose des inerties thermiques qui ont été jusqu'à présent négligées et qui, dans de nombreux cas, dominent le processus de refroidissement. L'énergie apportée lors de l'excitation impulsionnelle sert essentiellement à échauffer la masse du capteur, qui cède ensuite très progressivement la chaleur qu'il avait accumulée pendant un temps très court.

Même si l'excitation fournit de l'énergie sous forme instantanée, l'évolution des flux calorifiques transmis par le capteur au milieu qui l'entoure est continue et a l'allure d'une impulsion fortement amortie.

Dans le cas, particulièrement simple, où l'évacuation des flux s'effectue par convection ou rayonnement, et où l'échauffement du capteur a été instantané, son refroidissement est exponentiel.

Soit en effet Q_0 l'énergie d'excitation, supposée accumulée de façon uniforme et pendant une durée infiniment brève, au cours de laquelle la dissipation était négligeable:

$$Q_0 = \rho_s c_s \mathcal{V} \Theta_0$$

ρ_s masse volumique du capteur, c_s chaleur spécifique du capteur, $\mathcal{V}$ volume du capteur.

Le refroidissement s'exprime à chaque instant, par

$$dQ/dt = \Phi$$

où

$$Q = \rho_s c_s \mathcal{V} \Theta \quad , \quad \Phi = \alpha S \Theta,$$

suivant les hypothèses simplificatrices du § 3.1.1. Il en résulte que

$$\Theta = \Theta_0 e^{-t/\tau}$$

avec

$$\tau = \frac{\rho_s c_s \mathcal{V}}{\alpha S}$$

τ est la constante de temps de refroidissement, qui peut aussi s'écrire, en posant $\mathcal{V}/S = L$.

$$\tau = \frac{Q}{\Phi} = \frac{\rho_s}{\rho_f} \frac{c_s}{c_f} \frac{\lambda_f}{\alpha L} \frac{L^2}{a}$$

ρ_f , c_f , λ_f , sont la masse volumique, la chaleur spécifique et la conductibilité thermique du fluide, dont la diffusivité thermique est :

$$a = \frac{\lambda_f}{\rho_f c_f}$$

$Nu = \alpha L / \lambda_f$ est le nombre de Nusselt relatif à la longueur de référence L. $T = L^2/a$ est le temps de référence, intervenant dans le module de Fourier, relatif à la longueur L. $q = \rho_s c_s / \rho_f c_f$ est le rapport des capacités calorifiques du solide et du fluide :

$$\boxed{\tau = \frac{qT}{Nu} = \frac{Q}{\Phi}}$$

3.1.3.2 - Conclusions sur la forme et les utilisations des capteurs

Le cas du flux convectif est élémentaire, l'état de température du capteur suffit à chaque instant à déterminer le flux évacué indépendamment de tout phénomène d'accumulation calorifique fonction du temps, dans le milieu entourant le capteur, comme c'est le cas lorsqu'il y a conduction en régime non permanent dans un fluide immobile.

Toutefois, même dans le cas où le processus de refroidissement est régi par la loi de Fourier (problème d'équation aux dérivées partielles), le refroidissement d'un capteur "ponctuel" continue à suivre une loi assez proche de l'exponentielle, et il n'est pas extraordinairement flou d'admettre que le phénomène de refroidissement a une "constante de temps" dont la signification est le rapport entre la chaleur Q qui reste accumulée à chaque instant dans le capteur, et le flux Φ qu'il évacue au même instant. En fait, ce rapport n'a pas une valeur constante au cours du refroidissement, et il est seulement approximatif de l'exprimer par la quantité

$$\tau = \frac{q\,T}{Nu}$$

De cette dernière expression, on déduit que pour diminuer τ , il y a intérêt à diminuer q et T, et à augmenter Nu.

- la valeur de q est imposée par la nature du fluide, et celle du capteur.
- La nature du fluide intervient également dans T, et la mesure de τ est d'ailleurs un procédé utilisé pour obtenir la valeur de λ_f .

Pour diminuer T, et, par suite, I, on voit qu'il sera possible d'agir à la fois sur la forme, et sur la dimension du capteur. On aura toujours intérêt à utiliser des capteurs de petite taille. Le facteur de forme de la sphère est assez peu différent de celui du fil :

$$\left(\frac{\mathcal{V}}{S}\right)_{\text{sphère}} = \frac{R}{3} \quad , \quad \left(\frac{\mathcal{V}}{S}\right)_{\text{fil}} = \frac{R}{2} \cdot$$

En revanche, une surface aplatie, d'épaisseur e, telle qu'un disque circulaire ou non, a un facteur de forme $\mathcal{V}/S = e/2$ qui peut être rendu aussi petit qu'on veut, grâce à une diminution de l'épaisseur.

Comme il est, en fait, difficile d'obtenir des plaquettes de semi-conducteurs d'épaisseur inférieure à 0,1 mm, et comme les jonctions de connecteurs, les surépaisseurs d'isolant superficiel doublent pratiquement cette épaisseur limite, il semble bien que l'optimum soit obtenu avec des thermistances perles qui, avec leur enrobage isolant, n'excèdent pas 0,2 mm de diamètre.

Nous avons également utilisé des plaquettes et barreaux de semi-conducteurs (silicium dopé) dont les dimensions étaient e = 0,1 mm, largeur = 0,5 mm, longueur = 2 mm, 3 mm, 5 mm.

Le défaut de ces barreaux est de créer des champs d'influence beaucoup plus étendus que ceux d'une sphère, par suite de leur longueur notable. En revanche, ils présentent, par rapport aux perles sphériques, des avantages vis-à-vis de la régularité et de l'adhérence des vernis isolants, ainsi que des constantes de temps.

- Le nombre de Nusselt dans un fluide immobile n'a de signification, en régime permanent, que pour un obstacle tridimensionnel. Ainsi, pour une sphère, il est simplement égal à

$$Nu_D = \frac{\Phi}{\theta S} \cdot \frac{D}{\lambda}$$

avec $\Phi = \lambda\theta/r$ comme on l'a vu au § 3.1.2.3, et $S = 4\pi r^2$, soit $Nu_D = 2$, (il est conventionnel de choisir le diamètre, plutôt que le rayon, comme longueur de référence pour Nu).

Pour tous les obstacles s'étendant à l'infini, fils ou plaques, on a vu que l'équilibre thermique permanent n'existait pas, et, que par conséquent, le nombre de Nusselt correspondant serait nul, ce qui devrait suffire à montrer l'intérêt des expériences en régime non permanent utilisant de préférence des capteurs très petits et aussi proches que possible de la forme sphéroïdale : ce sont ces capteurs que nous appelons "ponctuels".

3.2 - UTILISATION DES CAPTEURS "PONCTUELS" EN REGIME QUASI-PERMANENT

3.2.1 - Expérimentation dans les liquides immobiles

Le mode d'utilisation le plus simple des capteurs ponctuels dans des fluides immobiles consiste à établir des perturbations en échelon de flux ou, plus exactement, des excitations à puissance constante sous forme de créneaux assez prolongés pour que le régime permanent soit pratiquement atteint. On fait alterner par exemple des durées égales d'excitation et de retour au repos thermique, de manière à utiliser un appareillage fonctionnant en déviation ou compensation, avec réglage manuel, tel que celui qui a été décrit en 2.4.3. Le même appareillage peut utiliser indifféremment des thermistances (avec leur pont de Wheatstone) ou des thermocouples en effet Peltier.

Prenons l'exemple de thermistances "perle" de 0,2 mm de diamètre qui ont une résistance nominale de 2000 ohms à 15°C et un coefficient de température négatif $\beta = 7\%$ par °C.

Il y a avantage a monter la thermistance dans un pont à branches très inégales, afin de récupérer dans la diagonale du pont le déséquilibre maximum. Cependant, il faut alors disposer d'une alimentation à force électromotrice notable, et il n'y a pas d'autre part intérêt à augmenter exagérément l'impédance du pont à cause des bruits de fond. La thermistance étant montée en r_1, nous choisirons par exemple $r_2 = r_1 = 2\ k\Omega$ et, pour le potentiomètre, $r'_1 = r'_2 = 100\ k\Omega$. Alors, (fig.3.1),

$$v = \frac{r'_1}{r_1 + r'_1}\,\beta\,\Theta\,V$$

désigne l'écart de température par rapport à la température d'équilibrage :

$$v = 0{,}067\,\Theta\,V.$$

- Pour l'expérimentation dans les liquides, il est admissible d'utiliser un courant maximal de 10 μA environ afin de ne pas échauffer de façon sensible la thermistance ploncée dans le liquide. Naturellement, le courant admissible "à froid" s'abaisse à quelque fraction de μA si la thermistance est maintenue sous vide.

Avec $i = 10\mu A$, $V = 0{,}02$ Volt et $v(m\,V) = 1{,}3\,\Theta$

- Le bruit de l'amplificateur, ramené à l'entrée, étant de 3 μV environ, on voit que l'appareillage permet de détecter des différences de température de l'ordre de 2 millièmes de degré.

- Si on souhaite travailler avec un rapport signal/bruit de l'ordre de 100, on voit que l'échauffement maximum à imposer lors des excitations sera de l'ordre de 0,2°C. Le courant d'excitation est alors de quelques centaines de μA.

L'expérience, et le calcul, montrent que dans les liquides le régime permanent est toujours établi, à mieux de 5% près, en moins de 1 s. On choisira donc par exemple cette durée comme période de récurrence, et on imagine que, dans ces conditions de faible durée d'excitation, et de faibles écarts de température, la convection naturelle ne joue pratiquement aucun rôle.

On a vérifié que les mesures, résultant de comparaisons avec l'eau et l'alcool éthylique choisis comme étalons, ne présentent pas d'écart systématique à la linéarité. Toutefois, on a remarqué que des écarts à la loi linéaire apparaissent dans des milieux moins bons conducteurs que les liquides.

On a vérifié également que les écarts de température mesurés en valeur absolue correspondaient à peu près aux caractéristiques théoriques des thermistances. Ainsi, si la thermistance est assimilée à une sphère de 0,2 mm de diamètre, sa résistance thermique R est égale a

$$R = \frac{\theta}{\Phi} = \frac{1}{4\pi\lambda r_0}$$

soit, pour l'eau, avec $\lambda \# 0{,}6$ W/m.°C, $R = 1330$ °C/W.

Il en résulte que, pour une puissance d'excitation correspondant à un courant de 200 μA, soit $\Phi = 80\ \mu$W, l'échauffement est $\theta = 1330.8.10^{-5} = 0{,}11$°C.

Dans les mêmes conditions, l'échauffement dû au courant de pont de 10 μA est 400 fois plus faible.

Nous ne pensons pas que, malgré la possibilité d'estimations de ce genre, la méthode puisse être valablement utilisée pour des mesures absolues. La forme de la thermistance est en effet assez mal connue, et il est certainement faux de considérer que la plaquette de semi-conducteur qui la compose est à température uniforme. En outre, les fils de connections créent une perte non négligeable, et la couche d'isolant superficiel peut avoir un effet prépondérant sur la sensibilité.

3.2.2 - Evaluation des écarts à la théorie schématique

3.2.2.1 - Influence d'un revêtement isolant

L'hypothèse, adoptée jusqu'à présent, d'une sphère homogène chauffante, isolée dans le liquide, est beaucoup trop simpliste. En particulier, on va voir que la pellicule de vernis ou le dépôt isolant superficiel peuvent être le siège d'un gradient de température important, et se comportent comme une résistance thermique dont l'effet est désastreux sur la sensibilité.

Supposons donc que la sphère constituant le capteur, de rayon r_1, soit isolée du liquide (2) de conductivité λ_2, (de température nulle à l'infini), par un revêtement de conductivité λ_1, parfaitement appliqué sous la forme d'une enveloppe sphérique (1) de rayon extérieur r_2, (Fig.3.2).

La continuité des flux et des températures impose que :

$$\frac{\Phi}{4\pi} = \lambda_1 \left(\frac{\partial \theta_1}{\partial r}\right)_{r=r_1} r_1^2 = \lambda_1 \left(\frac{\partial \theta_1}{\partial r}\right)_{r=r_2} r_2^2 = \lambda_2 \left(\frac{\partial \theta_2}{\partial r}\right)_{r=r_2} r_2^2$$

$$\theta_{1(r=r_2)} = \theta_{2(r=r_2)}$$

Il en résulte que la température du capteur s'exprime par :

$$\frac{4\pi\theta_1}{\Phi} = \frac{1}{\lambda_1}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{1}{\lambda_2 r_2}$$

On en déduit que

$$\sigma = -\left(\frac{d\theta_1}{\theta_1}\right) \Big/ \left(\frac{d\lambda_2}{\lambda_2}\right) = \frac{1}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1}\left(\frac{r_2}{r_1} - 1\right)}$$

Le rapport σ exprime la sensibilité. Il est égal à 1 en l'absence de revêtement isolant mais peut prendre des valeurs très inférieures si le revêtement est épais, ou constitué d'un matériau très peu conducteur.

Ainsi, si le revêtement est du verre et le liquide de l'éau, le rapport λ_2 / λ_1, est de l'ordre de 0,5. Si la couche de verre est remplacée par une pellicule de vernis, ce rapport peut être très supérieur à l'unité.

Il est d'autre, part, difficile d'obtenir des couches isolantes, résistantes, d'épaisseur inférieure à 20 microns. Avec r_1 = 0,1 mm, on voit que la valeur minimale du terme $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\left(\frac{r_2}{r_1} - 1\right)$ sera voisine de 0,1.

Dans le cas des liquides organiques, moins bons conducteurs que l'eau, la valeur de ce terme peut s'abaisser à 0,02 environ.

On voit donc que la présence d'un vernis introduit un terme correctif dont il convient dans tous les cas de tenir compte. En fait, il est nécessaire d'utiliser des capteurs dont la pellicule isolante a la plus faible épaisseur possible. A cet égard, il est plus facile d'obtenir des dépôts minces par évaporation sous vide ou par simple trempage dans des vernis spéciaux sur des capteurs en forme de barreaux, bâtonnets ou plaquettes, plutôt que sur des sphères munies de fils de connection.

Quelle que soit la forme de capteur utilisé, il nous parait important de s'assurer toujours que le terme correctif dû au revêtement isolant reste petit devant l'unité. La diminution de sensibilité n'est pas, à notre avis, très néfaste au fonctionnement, si elle est modérée. En revanche,

la fidélité du capteur se trouve compromise par la détérioration presqu'inévitable du revêtement, ainsi que par le défaut d'adhérence qui peut apparaître à la suite d'utilisations prolongées. On remarquera toutefois qu'en réservant l'emploi de ces capteurs aux liquides ou aux gaz, et en les soumettant à des cycles d'échauffements très petits, on reste dans les meilleures conditions pour la bonne conservation du revêtement. De toutes façons, il est toujours préférable de minimiser l'importance du terme correctif dû à l'isolant, et d'effectuer des réétalonnages fréquents dans des liquides de comparaison bien connus.

Nous insistons sur le fait que la présence d'un revêtement étanche et bon isolant électrique est absolument nécessaire, non seulement sur la thermistance, mais aussi sur les fils de connection. Les thermistances ponctuelles imposent en effet une différence de potentiel notable, de l'ordre du volt, lors de l'excitation. Les extrémités du connecteur étant distantes de 0,2 mm environ, un champ électrique intense règne autour de la thermistance si les connecteurs ne sont pas isolés, et des phénomènes de polarisation complexes surviennent alors dans le liquide entourant le capteur, rendant toute mesure impossible, surtout lorsqu'on utilise un séparateur à commutation tel que celui décrit au § 2.3.3, avec une excitation en courant continu hachée.

Une difficulté importante, encore mal résolue dans notre expérimentation, réside dans la protection des fils par un dépôt assez isolant et assez mince pour éviter tout phènomène parasite dans les liquides électrolytes.

3.2.2.2 - Influence des fils connecteurs

Une autre correction à apporter à la théorie trop simple de la sphère isolée consiste à évaluer la perte par conduction le long des connecteurs. Un calcul précis serait fort complexe, compte tenu de la présence d'isolants sur la sphère et sur les fils (fig.3.3).

Une étude systématique est d'ailleurs difficile, étant donné le nombre assez grand des paramètres mis en jeu : - diamètres de la sphère et des fils, - épaisseurs d'isolant sur la sphère et sur les fils, - nature des fils, de l'isolant et du milieu fluide baignant l'ensemble, - longueur des fils, dimensions de l'enceinte, disposition du capteur à l'intérieur de l'enceinte.

Nous nous sommes bornés à une évaluation pessimiste et très schématique de la fuite thermique, en négligeant les influences de l'isolant et de l'enceinte, et en supposant que le liquide étudié est assez bon conducteur, et les fils assez fins, pour que le profil de température le long des fils soit pratiquement imposé par le champ thermique dans le fluide dû à la sphère seule.

Cette hypothèse peut être grossièrement vérifiée par un montage simple d'analogie rhéoélectrique effectué en cuve profonde : une maquette est constituée par une tige isolante munie d'électrodes de clinquant, reliées par des fils fins, isolés, à un réseau résistif représentant les résistances thermiques du fil. La thermistance est représentée par une sphère conductrice, alimentée par un courant I alternatif 1000 Hz pour éviter la polarisation de l'eau. L'ensemble est immergé dans un réservoir équipotentiel rempli d'eau.(fig.3.4).

Dans une première expérience, les électrodes des fils sont déconnectées du réseau, et on mesure la résistance du milieu entourant la sphère, ce qui fournit la valeur de la résistivité du liquide et, par analogie, fixe sa conductivité thermique. Pour cela, il suffit de mesurer la différence de potentiel V_1, entre la sphère et l'enceinte. On adapte alors les résistances du réseau aux valeurs choisies, suivant le rapport entre la conductivité λ_m du métal constituant le fil et la conductivité λ_f du fluide supposé en expérience.

Si on néglige l'isolant du fil, le réseau se réduit à une simple chaine de résistances. Si on veut tenir compte d'une pellicule isolante, il convient d'utiliser un réseau en double chaine, dont l'une représente la conductivité longitudinale le long du fil, l'autre le long de l'isolant, avec interposition de résistances transversales représentant la conduction radiale dans l'isolant.(Fig.3.5)

Nous n'insistons pas sur les possibilités de ce montage, qui avait seulement pour but de vérifier que le calcul simpliste, qui va suivre, conduit à une approximation suffisante. La vérification analogique consiste à mesurer, en présence du réseau connecté, la nouvelle différence de potentiel V_2 entre l'enceinte et la sphère, et à vérifier que V_2/V_1 a une valeur, proche de l'unité, qui peut être estimée en supposant que le profil des températures le long du fil est imposé par le champ thermique de la sphère. On contrôle cette hypothèse en mesurant la distribution des potentiels le long des diverses électrodes et en constatant que la loi en $1/r$ est assez bien vérifiée dans le montage analogique.

Avec cette hypothèse, on écrira donc que le flux Φ, effectivement cédé par la sphère chauffée au liquide qui l'entoure, est une fraction k_1 proche de 1, de la puissance d'excitation $R I^2$ fournie:

$$\Phi = k R I^2 .$$

On sait d'autre part que $\Phi = 4 \pi \lambda_f r_o \theta_o$

(r_o rayon de la sphère).

Le flux de perte dans les deux fils est égal à $RI^2 - \Phi = (1-k)\, R\, I^2$ et peut être exprimé par le flux de conduction au niveau des sections droites de jonction des fils, soumises au gradient de température, imposé par le champ dans le fluide au voisinage de la sphère, suivant notre hypothèse : si les fils ont un rayon r_m, on a donc :

$$\frac{(1-k)RI^2}{2} = \pi r_m^2 \lambda_m \left(\frac{\partial\theta}{\partial r}\right)_{r=r_o}$$

avec

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial r}\right)_{r=r_o} = -\frac{\theta_o}{r_o} \qquad (\S\ 3.1.2.3)$$

On en déduit que :

$$1-k \;\#\; \frac{1}{2}\,\frac{\lambda_m}{\lambda_f}\left(\frac{r_m}{r_o}\right)^2$$

Avec des fils de diamètre 0,01 mm et des sphères de diamètre 0,2 mm, $(r_m/r_o)^2 = 0{,}0025$.

Les fils sont généralement en platine, dont la conductivité est à peu près 100 fois supérieure à celle de l'eau, et 500 fois supérieure à celle des liquides organiques. On voit donc que, suivant la nature du liquide utilisé, 1-k varie entre 0,1 pour l'eau et 0,5 pour les liquides mauvais conducteurs.

Le terme correctif étant d'autant plus important que λ_f est plus petit, on conçoit que ses variations détruisent la linéarité de la réponse des capteurs en fonction de l'écart de température mesuré. Dans les milieux peu conducteurs tels que les gaz ou les milieux poreux, c'est la perte par les fils connecteurs qui domine le phénomène de conduction, qui devient alors fort complexe, parce que strictement tridimensionnel. On conçoit alors l'intérêt d'études détaillées du champ de conduction, tenant compte, en particulier, de l'influence des parois de l'enceinte : ces études sont en cours, grâce à des montages d'analogies rhéoélectriques inspirés de celui dont nous avons donné une brève description.

Remarquons toutefois qu'avec des thermistances de diamètre 0,4 mm soudées à des fils de diamètre 0,01 mm, le terme 1-k prend dans l'eau la valeur 0,025 et reste de l'ordre de 0,1 dans les liquides mauvais conducteurs, ce qui justifie pleinement la méthode générale et la schématisation initiale du capteur sphérique isolé, et, en particulier, affecte très peu la linéarité de réponse des capteurs.

De façon générale, la perte par les fils ne peut être considérée comme une cause de diminution de la sensibilité, puisque le flux évacué le long des fils est finalement transmis au fluide. La puissance d'excitation est augmentée, par rapport au cas de la sphère isolée, mais l'écart de température mesuré reste inversement proportionnel à λ_f (aux défauts

de linéarité près). Il n'en était pas de même pour l'influence du revêtement isolant, dont les altérations pouvaient être une cause importante de défaut de fidélité.

3.2.3 - Expérimentation en régime permanent dans les milieux à faible dissipation

Si on considère maintenant des milieux faiblement dissipatifs, tels que les corps pulvérulents et les gaz raréfiés ou non, on est amené à résoudre un problème de conduction dans lequel la thermistance se comporte comme un "point source" et évacue la chaleur le long des fils de connection plutôt qu'à travers les parois de la sphère émettrice : si le rapport des rayons de la sphère et des deux fils est égal à 20, par exemple, la surface latérale des fils est égale à la surface de la sphère lorsque leur longueur est égale à 200 diamètres des fils; soit, pour des diamètres de fil égaux à 0,01 mm, une longueur de fil de 1 mm de part et d'autre de la sphère. La sphère étant supposée avoir un rayon de 0,1 mm, l'écart de température à 1 mm du centre serait de 1/10° de l'écart de température à la surface de la sphère, si la condition d'un champ thermique sphérique était respectée. On conçoit donc que, si le milieu est faiblement dissipatif et si le fil est bon conducteur, il restera pratiquement isotherme sur des longueurs de l'ordre du mm, et il serait alors grossièrement faux de considérer que le champ thermique s'apparente à un champ sphérique alors qu'il doit avoir plutôt l'allure d'un champ cylindrique. Si on néglige donc le champ sphérique, très resserré autour du point source, vis-à-vis du champ imposé par le fil, on est ramené à un problème aux limites simple, qui consiste à étudier le champ de conduction entre deux cylindres coaxiaux de rayon r_m et r_e, représentant le fil dans son enceinte supposée cylindrique.(fig.3.6). On considérera la demi-enceinte limitée par le fond situé à la cote $x = \ell$, et par le plan de symétrie passant par la sphère émettrice. Sur les parois de l'enceinte et sur le fond, on suppose $\vartheta = 0$. La surface circulaire $x = 0$ est supposée athermane dans la partie occupée par le fluide (extérieure au fil) et la section droite du fil est assimilée au point source, émettant le flux $\Phi/2$. Il s'agit de calculer la température du point source, quand on se donne les conductivités λ_m du fil et λ_f du fluide.

En fait, pour une cellule d'expérience de géométrie donnée, on se contentera d'effectuer des mesures par comparaison en interpolant les résultats obtenus avec des milieux connus, plutôt que de tenter d'utiliser la méthode d'analogie électrique, ou le calcul direct, à des mesures absolues.

On remarquera que l'intérêt d'un calcul est fort réduit par suite du désaccord expérimental presqu'inévitable auquel il faut s'attendre, à cause de l'incertitude sur le diamètre des fils et sur leur régularité de fabrication. Si, de plus, les fils doivent être protégés par un isolant, la répartition longitudinale des épaisseurs de revêtement influencera beaucoup le profil des températures, et les conditions de dissipation, de sorte que nous préférons nous fier uniquement à des étalonnages, ce qui permet d'envisager des formes de capteur non calculables.

En particulier, il a paru intéressant d'utiliser des capteurs "ponctuels" dans lesquels les deux connecteurs sont parallèles, de façon que la thermistance se trouve placée à la pointe d'une "aiguille" enrobée d'un vernis isolant très dur. Cette sonde coulisse dans une aiguille hypodermique, à l'intérieur de laquelle elle peut être escamotée. En position "extérieure" la pointe émerge de 5 mm environ (fig.3.7). Ainsi, il est possible de "piquer" des milieux fluides pâteux ou pulvérulents et, de façon générale, de maintenir à l'abri la sonde sensible, en dehors des temps de mesure.

Avec ce dispositif, nous avons, en particulier, étudié systématiquement les écarts rencontrés lors de très nombreuses mesures dans les milieux poreux, tels que les ciments ou diverses poudres hygroscopiques. Il est aisé de localiser en quelques secondes les régions humides, ou dont le tassement est imparfait.

L'expérimentation dans les milieux biologiques, dans les milieux gélatineux ou pâteux, dans les mousses et émulsions, est également facile avec l'aiguille conductimétrique. En particulier, en raison des très faibles écarts de température et des très faibles puissances évacuées (quelques microwatts), il est possible de mesurer des conductivités thermiques de milieux vivants, ou de fluides dans des conditions proches d'un point de transformation physique ou chimique, sans altérer le milieu en expérience.

Les sondes à thermistances, ou les aiguilles conductimétriques recouvertes d'une couche très mince d'isolant, sont également aptes à la mesure des conductivités thermiques de gaz, et elles constituent des catharomètres sensibles. Dans ce domaine désormais classique, nous préférons toutefois utiliser les thermocouples ou les fils thermorésistants en raison de leur inertie thermique plus faible, et de leur plus grande fidélité. Nous allons donc maintenant voir quel parti on peut tirer de nos appareillages, en régime permanent, lorsqu'ils sont associés à des conditions de faible dissipation.

3.3 - UTILISATION DES FILS THERMORESISTANTS ET DES THERMOCOUPLES EN REGIME QUASI-PERMANENT

3.3.1 - Fils thermorésistants dans des champs de conduction

L'appareillage décrit au § 2.4.3 , qui était déjà utilisé avec des thermistances, est également apte à des mesures de même type effectuées avec des capteurs constitués par de simples fils fins thermorésistants, de quelques dizaines d'ohms par exemple, Le pont de Wheatstone qui leur est associé a alors des résistances beaucoup plus faibles que celui utilisé pour les thermistances : les courants d'excitation atteignent quelques dizaines de mA. L'amplificateur a un circuit d'entrée à basse impédance, ce qui est avantageux pour le bruit de fond. Toutefois, le coefficient de température des fils est environ 10 fois plus faible que celui des thermistances, et il faut disposer d'amplificateurs à faible niveau d'entrée pour effectuer des mesures précises avec les fils thermorésistants, si on ne souhaite pas utiliser des échauffements dépassant quelques dizaines de degrés.

Les montages que nous utilisons habituellement sont ceux de l'anémométrie à fils chauds classiques : fil de Wollaston en platine, ou fils de tungstène de quelques microns de diamètres et quelques millimètres de longueur, montés dans des sondes étriers plongées dans le fluide en étude.

Avec des courants de pont de l'ordre de 100 μA, l'échauffement des fils reste négligeable dans l'air atmosphérique, et, pour un fil de 10 ohms par exemple, dont le coefficient de température est $\beta = 5.10^{-3}/°C$, le déséquilibre du pont (supposé à branches très inégales) suit la loi

$$V_{(\mu V)} \simeq 2{,}5\,\theta \ .$$

Dans des liquides, en revanche, le courant de pont maximum admissible sans échauffement notable peut atteindre 1 mA et, dans ces conditions,

$$V_{(\mu V)} = 25\,\theta \ .$$

Avec un amplificateur à faible bande passante, dont le bruit ramené à l'entrée est de 2 μV, on détectera donc des écarts de température de l'ordre du degré dans l'air, et de l'ordre du 1/10 de degré dans un liquide.

Avec un circuit galvanométrique, on peut atteindre aisément des sensibilités dix fois supérieures. Nous utilisons de préférence un amplificateur galvanométrique à compensation automatique (ampli-spot Sefram) qui a l'avantage d'une grande sensibilité, et d'une bonne fidélité, avec une bande passante de quelques Hz.

Un fil très fin, plongé dans un liquide et chauffé à puissance constante à partir de l'instant $t = 0$, atteint sa température d'équilibre très rapidement, et d'autant plus vite que son rapport longueur/diamètre est plus grand.

Si le fil était de longueur infinie, plongé dans un milieu indéfini, son élévation de température serait continue et évoluerait comme log t, comme on l'a vu au § 3.1.2.2

En fait, le fil est de longueur limitée et ses extrémités, massives, se comportent comme des puits de chaleur qu'on peut généralement considérer comme isothermes, de sorte que le fil atteint toujours une température d'équilibre. En outre, il est toujours placé à l'intérieur d'une enceinte de rayon r_e. Pour un fil de longueur infinie, de rayon r_m, placé dans une enceinte concentrique maintenue à $\theta = 0$, tandis que la température du fil est maintenue à θ_o, le flux de conduction évacué par la longueur unitaire du fil est égal à :

$$\Phi = \frac{2\pi \lambda_f}{\ln(r_e/r_m)} \theta_o$$

Si on suppose maintenant le fil de longueur finie 2ℓ, et si on admet qu'à l'intérieur de l'enceinte précédente les sections droites $x = \pm \ell$ sont maintenue à $\theta = 0$, le champ des températures dans le fil homogène chauffé par un courant électrique constant est défini à partir de températures dans le fluide données par la formule

$$\theta = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos \frac{(2n+1)\pi x}{2\ell} \left[I_o(X) K_o(Y) - K_o(X) I_o(Y) \right]$$

avec

$$X = \frac{2n+1}{2\ell} \pi r \quad , \quad Y = \frac{(2n+1)}{2\ell} \pi r_e$$

Les coefficients a_n sont déterminés par les conditions aux limites.

En fait, les calculs laborieux conduisant à l'expression de la résistance thermique du fil de longueur limitée placé dans l'enceinte précédente nous paraissent d'un faible intérêt. En effet, la configuration d'une enceinte cylindrique isotherme n'est pas exactement celle que nous avons choisi d'adopter pour des raisons de commodité d'utilisation : il nous paraît bien préférable de plonger une sonde étrier de petite taille, par exemple, dans un milieu supposé illimité, plutôt que d'utiliser des cellules d'expérience thermostatées dans lesquelles le montage axial d'un fil très fin tendu est généralement délicat.

L'utilisation de fils de Wollaston "courts" s'apparente alors à un problème aux limites tout différent, et plus difficile que le précédent : la partie centrale du fil de Wollaston est seulement décapée sur une longueur de quelques millimètres, et se prolonge de chaque côté par les parties non décapées, formées d'une épaisse gaine d'argent entourant l'âme de platine.(fig.3.8). Il est alors très approximatif de supposer que les extrémités libres du fil de platine sont maintenue à $\theta = 0$.

D'autre part, nous disposons de méthodes en régime impulsionnel dont l'intérêt est de limiter l'observation des champs thermiques à des durées très courtes, pendant lesquelles le champ thermique autour du fil a encore un caractère radial suffisant pour que les "effets de bout" puissent être négligés. Il était donc tout à fait indiqué de limiter l'utilisation des fils fins montés sur étrier aux appareils de régime transitoire décrits au § 2.4.3.1. pour lesquels le régime thermique sera étudié en 3.4.

En revanche nous attribuons aux méthodes d'effet Joule en régime permanent un grand intérêt pour la mesure des conductivités de très petits échantillons de liquide, pour lesquels nous étudions des sondes "canal" dont nous donnons ici seulement le principe.

Le liquide à étudier est aspiré dans un capillaire à parois très fines revêtu extérieurement d'un dépôt conducteur, sauf dans la partie centrale où le dépôt est résistant.

Ce capillaire est placé dans une ampoule vidée et métallisée. Ainsi, quand la partie centrale du capillaire est chauffée, sa température s'élève par rapport à celle des extrémités maintenues à température constante grâce au culot massif thermostaté. L'écart de température est d'autant plus faible que le liquide intérieur est meilleur conducteur, (fig.3.9).

Nous n'insistons pas sur les performances de ce type de sonde qui n'est pas à proprement parler adapté à une mesure locale"dans" un fluide, puisqu'au contraire,, elle contient l'échantillon de fluide.

La mesure des conductivités thermiques ne constitue pas d'ailleurs le but principal de notre travail orienté davantage vers les fluides en mouvement, pour lesquels la dissipation est du type convectif, ce qui simplifie beaucoup l'étude théorique, comme nous allons le voir à présent.

3.3.2 - Thermocouples dissipant la chaleur par convection ou rayonnement

3.3.2.1 - Choix préférentiel d'un détecteur thermocouple

Pour effectuer des mesures thermiques locales dans un fluide en mouvement au moyen d'un thermomètre matériel de très petites dimensions, il est tout indiqué d'utiliser un thermocouple, ou une thermistance du type perle. Ces éléments sont reliés à l'appareil de mesure par des fils très fins. On peut aussi obtenir une bonne localisation au moyen d'un thermomètre à résistance constitué par un fil de Wollaston.

Il nous parait cependent peu commode d'utiliser des fils trop fins, qui se rompent facilement. A moins que les inerties calorifiques ne doivent être réduites le plus possible, comme c'est le cas dans les études de turbulence, nous préférons nous limiter à des diamètre de l'ordre de 20μ. Ainsi, les fils peuvent supporter un effort de tension de 10^{-2}N environ, ce qui leur permet d'être plongés sans dommage dans des milieux très visqueux, ou même dans des lits granulaires assez divisés.

L'utilisation de thermistances offre l'avantage d'une sensibilité très élevée aux petites différences de température, mais elle est, à notre avis, soumise à des restrictions graves par suite des dérives thermiques; l'évaluation des températures au moyen d'une mesure de résistance électrique impose d'autre part l'utilisation d'un pont de Wheatstone dont la stabilité doit être excellente. De toute façon, il s'agit en fin de compte de mesures absolues même si elles sont référencées au zéro d'un dispositif potentiométrique. En outre, les contacts électriques doivent être de première qualité si les sondes ont de faibles résistances.

Pour ces raisons, nous avons souvent préféré utiliser des thermocouples fins, qui n'ont pas évidemment la sensibilité des thermistances, mais qui offrent en premier lieu l'avantage d'une jonction thermosensible parfaitement ponctuelle : nous avons réalisé électriquement, sans aucun apport de matière, des soudures pratiquement bout à bout avec des fils fins d'un diamètre voisin de 20 μ, de façon que les deux tronçons se réunissent en prenant l'aspect d'un fil continu. Le deuxième avantage essentiel des thermocouples est d'être utilisés en mesures différentielles : deux ou plusieurs tronçons de fils divergent à partir d'une soudure détectrice S, et leurs extrémités sont elles-mêmes soudées à des masses importantes ou à des fils beaucoup plus gros, de même nature que les fils fins qui y aboutissent.

Ces éléments massifs peuvent être réunis dans une même enceinte où la température est parfaitement contrôlée, et où sont dispersées les soudures froides dont on connait parfaitement la température T_e. La mesure de T_S est fournie

par une force électromotrice thermoélectrique proportionnelle à $T_g - T_e$, et la résistance des thermocouples n'a pas à être imposée avec précision (les contacts électriques peuvent être médiocres), pourvu que le microvoltmètre de mesure ait une impédance d'entrée assez grande.

Il est possible, en outre, d'utiliser des métaux dont les caractéristiques thermiques et électriques sont assez voisines pour qu'on puisse considérer le thermocouple comme un fil unique dont on mesure la température en un point particulier, très bien localisé à la soudure S. C'est le cas pour le couple constantan-manganine.

3.3.2.2 - Répartition des températures dans un fil en régime permanent

Un tel dispositif, s'il reste passif, fournit seulement une indication T_g qui est à peu près égale à la température locale du fluide qui entoure la jonction. Si le thermocouple est parcouru par un courant électrique imposé, on peut en revanche tirer de nombreux renseignements à partir de l'indication de T_g. Nous nous sommes donc proposés d'analyser dans ce cas le champ des températures dans le thermocouple le long duquel, suivant l'abscisse x, on est amené à un problème de barre : la transmission de chaleur le long du fil a en effet un caractère unidimensionnel car la section est très petite vis à vis de la longueur. Naturellement, on prendra en considération les pertes latérales : on admettra que les flux latéraux sont représentables grâce à un coefficient d'échange α et à une température de référence T^* qui est, pour le rayonnement, la température moyenne des parois de l'enceinte entourant le fil. α et T^* sont supposés indépendants de x. Cette hypothèse est évidemment assez grossière. Elle nous paraît cependant suffisante pour la plupart des configurations étudiées.

Nous envisageons ici le cas du régime permanent seulement, et pour tirer parti au mieux des possibilités du thermocouple, nous étudierons les répartitions de températures obtenues lorsque chaque tronçon de fil est parcouru par un courant I et lorsque la soudure peut être le siège d'une production de chaleur, due aux effets Joule et Peltier, ou même due à une cause d'origine extérieure, telle qu'un flux de rayonnement capté par la soudure. Les puissances calorifiques correspondantes produites en S sont notées W_J, W_P et W.

L'aire de section droite S et le périmètre P de la barre sont supposés indépendants de x. On considérera en général des fils, mais on peut aussi utiliser des rubans, bandes ou tout autre élément de géométrie allongée et où les propriétés restent indépendantes de l'abscisse.

On admettra que la conductivité thermique λ peut varier en fonction de T suivant la loi

$$\lambda = \lambda^* (1 + k_\lambda T)$$

tandis que la conductivité électrique varie elle aussi linéairement avec T, suivant

$$\sigma = \frac{\sigma^*}{1 + k_\sigma T}$$

Dans ces conditions, l'équation de la chaleur s'écrit, pour un tronçon de fil, et en régime permanent

$$S \frac{d}{dx}\left(\lambda \frac{dT}{dx}\right) - \alpha P (T - T^*) + \frac{I^2}{\sigma S} = 0$$

ou, après division par $\lambda^* S$:

$$k_\lambda \left(\frac{dT}{dx}\right)^2 + \left(1 + k_\lambda T\right) \frac{d^2T}{dx^2}$$

$$- \frac{1}{\lambda^* S}\left(\alpha P - \frac{k_\sigma}{\sigma^*} \frac{I^2}{S}\right) T$$

$$+ \frac{1}{\lambda^* S}\left(\alpha P T^* + \frac{I^2}{\sigma^* S}\right) = 0$$

On pourra négliger les termes en k_λ, qui sont généralement petits, à moins que les gradients de température ne soient très élevés. Alors l'équation ci-dessus s'écrit

(1) $$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{T}{\ell^2} + b = 0$$

avec

(2) $$\frac{1}{\ell^2} = \frac{1}{\lambda^* S}\left(\alpha P - \frac{k_\sigma}{\sigma^*} \frac{I^2}{S}\right)$$

(3) $$b = \frac{1}{\lambda^* S}\left(\alpha P T^* + \frac{I^2}{\sigma^* S}\right)$$

Le coefficient k_σ est positif pour les métaux, négatifs pour les semi-conducteurs. Nous le supposerons, de toute façon, assez petit pour que

$$\alpha P - \frac{k_\sigma}{\sigma^*} \frac{I^2}{S}$$

soit toujours positif.

L'équation précédente admet alors des solutions de la forme

$$T = bl^2 + A\,ch\frac{x}{l} + B\,sh\frac{x}{l}$$

Dans le cas où

$$a\rho - \frac{k_e}{\sigma^*}\frac{I^2}{S}$$

serait négatif, il conviendrait de remplacer les fonctions hyperboliques par des fonctions circulaires.

Les Conditions aux limites sont :

en S , $x = 0$, $T = T_S$ d'où $A = T_S - bl^2$;

à l'extrémité du fil, $x = L$, $T = T_e$, d'où

$$(4)\quad B = \left[(T_e - bl^2) - (T_S - bl^2)\,ch\frac{L}{l}\right]\frac{1}{sh\frac{L}{l}}$$

Il en résulte, en chaque point du fil :

$$(5)\quad T = bl^2 + \frac{1}{sh\frac{L}{l}}\left[(T_S - bl^2)\,sh\frac{L-x}{l} + (T_e - bl^2)\,sh\frac{x}{l}\right]$$

3.3.2.3 - Température de la soudure

Au niveau de la soudure unique, ou des soudures réunies au même point S, et dans chaque tronçon de fil, le flux thermique de conduction est égal à

$$\varphi_S = -\lambda_s S\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = -\frac{\lambda_s S}{l}B$$

Si n fils se réunissent en S, chacun d'entre eux étant indicié $[i]$, l'équilibre permanent des flux en S s'écrira

$$(6)\quad W + W_\varphi + \sum_{i=1}^{i=n}\frac{\lambda_{si} S_i}{l_i}B_i = 0$$

W et W_φ sont positifs quand ils correspondent à un échauffement de la soudure.

On suppose a priori les températures d'extrémités T_i toutes connues. Elles sont d'ailleurs mesurables si on dispose un fil supplémentaire de thermocouple à chaque jonction d'extrémité E.

Les T_{ei} peuvent être connus avec une excellente précision puisque, par hypothèse, les soudures E sont massives et font partie de blocs en métaux très bons conducteurs, donc isothermes.

Il faut considérer qu'un effet Peltier est produit comme en S à chaque jonction E. Toutefois, on verra qu'il est possible de ne pas en tenir compte dans certaines applications, telles que celle du § 3.3.2.5.

Dans ces conditions, T_S est déterminé en substituant dans (6) les valeurs des B_i fournies par (4).

Il convient alors de préciser la structure du détecteur thermique, en vue de l'utiliser à la mesure des quantités α_i lorsque W est connu ou nul, ou à la mesure de W quand les α_i sont connus.

Pour cela, nous allons schématiser les caractéristiques constructives, en supposant que les n tronçons de fils sont parfaitement identiques, et disposés de façon symétrique dans les mêmes conditions de dissipation T_i^*, α_i. Cette hypothèse n'est pas très restrictives et s'applique parfaitement au cas de fils de Constantan et de Manganine, de même diamètre, et de même longueur, placés de façon convenable dans une enceinte isotherme, qu'on supposera, de plus, en bon contact thermique avec les masses à T_{ei}, de façon qu'on puisse poser $T_i^* = T_{ei} = 0$.

Alors

$$T = bL^2 \frac{1}{\left(\frac{L}{\ell}\right)^2} \left(1 - \frac{\operatorname{ch} \frac{x}{\ell}}{\operatorname{ch} \frac{L}{\ell}} \right) + \frac{(W + W_p)L}{n \lambda_s S} \frac{\operatorname{sh} \frac{L-x}{\ell}}{\frac{L}{\ell} \operatorname{ch} \frac{L}{\ell}}$$

avec

$$b = \frac{I^2}{\lambda^* \sigma^* S^2}$$

Faisons, de plus, l'hypothèse que la résistance de chaque fil

$$R = \frac{1}{S} \int_0^L \frac{dx}{\sigma}$$

puisse prendre l'expression approchée

$$R = \frac{L}{\sigma^* S}$$

La différence de potentiel V aux bornes de chaque fil est égale à

$$V = \frac{LI}{\sigma^* S}$$

d'où

$$bL^2 = \frac{\sigma^*}{\lambda^*} V^2$$

Par suite :

$$T\frac{\lambda^*}{\sigma^*} = V^2 \frac{1}{(L/\ell)^2}\left(1 - \frac{ch\,\frac{x}{\ell}}{ch\,\frac{L}{\ell}}\right) + \frac{W + W_{\mathcal{P}}}{n} R \frac{1}{L/\ell} \frac{sh\,\frac{L-x}{\ell}}{ch\,\frac{L}{\ell}}$$

Les n conducteurs aboutissant en S servent à constituer p thermocouples dont tous les fils sont parcourus par le même courant I. Soit $\mathcal{P}$ le coefficient Peltier de ces thermocouples, formé chacun de n/p fils, n/2p fils étant de même nature. Le courant Peltier correspondant est égal à (n/2p)I et

$$W_{\mathcal{P}} = p.\mathcal{P}\frac{n}{2p} I = \frac{n}{2}\mathcal{P} I$$

Il vient

$$(7)\quad T\frac{\lambda^*}{\sigma^*}\frac{1}{\mathcal{P}^2} = \left(\frac{V}{\mathcal{P}}\right)^2 \frac{1}{(L/\ell)^2}\left(1 - \frac{ch\,\frac{x}{\ell}}{ch\,\frac{L}{\ell}}\right) + \left(\frac{R}{n\mathcal{P}^2}W + \frac{1}{2}\frac{V}{\mathcal{P}}\right)\frac{1}{L/\ell}\frac{sh\,\frac{L-x}{\ell}}{ch\,\frac{L}{\ell}}$$

Si l'enceinte enfermant les thermocouples est isotherme et si les jonctions d'extrémité sont portées à la température de cette enceinte, si on suppose en outre que σ varie assez peu autour de σ^*, on voit que la répartition des températures le long des n fils identiques et symétriquement disposés peut s'exprimer sous forme adimensionnelle en posant,

$$v = \frac{V}{\mathcal{P}}\ ,\quad \theta = T\frac{\lambda^*}{\sigma^*}\frac{1}{\mathcal{P}^2}\ ,\quad w = \frac{R}{\mathcal{P}^2}W$$

$$(7')\quad \theta = v^2 \frac{1}{(L/\ell)^2}\left[1 - \frac{ch\,\frac{x}{\ell}}{ch\,\frac{L}{\ell}}\right] + \left(\frac{w}{n} + \frac{v}{2}\right)\frac{1}{L/\ell}\frac{sh\,\frac{L-x}{\ell}}{ch\,\frac{L}{\ell}}$$

La température de la soudure est obtenue à partir de l'expression 7', dans laquelle on fait x =0, d'où

$$(8)\quad \theta_s = v^2 \frac{1}{(L/\ell^2)}\frac{ch\,\frac{L}{\ell} - 1}{ch\,\frac{L}{\ell}} + \left(\frac{w}{n} + \frac{v}{2}\right)\frac{1}{L/\ell}th\,\frac{L}{\ell}$$

Remarque : Le coefficient Peltier $\mathcal{P}$ peut généralement être relié au pouvoir thermoélectrique $\mathcal{E}$ par la relation

$$\mathcal{P} = \mathcal{E} T_A$$

T_A désignant la température absolue :

Alors,

$$\frac{T}{\theta} = \frac{\sigma^*}{\lambda^*} \mathcal{P}^2 = \frac{\sigma^* \mathcal{E}^2}{\lambda^*} T_A^2 = Z T_A^2$$

Z est parfois appelé facteur de mérite des thermocouples. On voit que les seuls paramètres figurant dans (7') (à part l et R) sont Z et $\mathcal{P}$, qui ne dépendent que des matériaux utilisés pour les thermocouples.

3.3.2.4 - Variation de θ_s avec v

Dans la suite, nous supposerons que $k_\sigma I^2 / \sigma^* S$ est négligeable devant αP . Alors, ℓ étant constant, la variation de θ_s avec v est parabolique. Pour un effet Joule (et Peltier) nul, c'est-à-dire $v = 0$,

$$\theta_{so} = \frac{w}{n} \frac{1}{L/\ell} th \frac{L}{\ell}$$

Si $w > 0$ n'est pas trop grand, un échauffement nul $\theta_s = 0$ sera en général obtenu pour deux valeurs de v, v_1 et v_2, racines de l'équation du 2° degré $\theta_s(v) = 0$. Dans le cas particulier où $w = 0$, la parabole passe par l'origine et recoupe l'axe des v en

$$v_o = -\frac{1}{2} \frac{L}{\ell} \frac{sh \frac{L}{\ell}}{ch \frac{L}{\ell} - 1}$$

θ_s est minimum quel que soit w lorsque

$$v_m = \frac{v_o}{2} = \frac{v_1 + v_2}{2}$$

La valeur correspondante de θ_s est

$$\theta_{sm} = -\frac{1}{16} \frac{1 + ch \frac{L}{\ell}}{ch \frac{L}{\ell}} + \frac{w}{n} \frac{1}{L/\ell} th \frac{L}{\ell}$$

Expérimentalement, il sera aisé de déterminer θ_{sm} avec précision, après avoir mesuré v_1 et v_2 (ou v_o si $w = 0$).

Quel que soit w , il est possible de définir une courbe unique (fig.3.10 et 3.11) graduée en valeur de L/ℓ, donnant en fonction de

$$v_m = \frac{v_o}{2} = \frac{v_1 + v_2}{2}$$

les valeurs de

$$\theta_{sm} - \theta_{so} = -\frac{1}{16} \frac{1 + ch \frac{L}{\ell}}{ch \frac{L}{\ell}}$$

Si $\mathcal{P}$ est connu avec une précision suffisante, la mesure de V_1, V_2 ou V_o, d'où $V_m = \mathcal{P} v_m$ détermine L/ℓ ce qui est notre but essentiel, puisqu'on pourra dès lors calculer α . Par la courbe précédente, on calculera $\theta_{sm} - \theta_o$ et, à partir des mesures de T_{sm} et T_{so} le rapport

$$\frac{T_{sm} - T_{so}}{\theta_{sm} - \theta_{so}} = Z T_A^2$$

d'où λ^* quand σ^* est mesuré par ailleurs.

On dispose ainsi d'un procédé de mesure du facteur de mérite, facile à mettre en oeuvre au moyen d'un simple fil échantillon soudé à un fil d'autre métal dont on connait déjà les propriétés : il est en effet aisé de transposer la méthode ci-dessus au cas d'un thermocouple formé de deux fils de nature et de forme différentes, pourvu qu'on connaisse les paramètres de l'un des deux constituants (fig.3.12). Un dispositif utilisable dans ce cas est formé d'un thermocouple standard Constantan-Manganine, à la soudure duquel on raccorde le fil à étudier : il suffit de maintenir constamment, dans une première expérience $T_E = T_E$. Le fil à étudier n'intervient donc pas, et on peut mesurer L/ℓ relatif au couple Constantan-Manganine, pour lequel on maintient $T_M = T_C = 0$. On opère ensuite de la même façon avec le couple formé par un des éléments Constantan ou Manganine, et par le fil à étudier, en maintenant $T_E = T_C$ ou $T_M = 0$, en même temps que T_M ou $T_C = T_S$.

Avec une soudure à trois fils utilisée comme ci-dessus, on peut aussi, en se servant des trois sortes de thermocouples possibles, obtenir trois expressions différentes de θ_s en fonction de v, et les résoudre de façon à déterminer les trois paramètres L/ℓ de chaque fil.

Enfin, si la soudure S d'un thermocouple reçoit une puissance calorifique W, la mesure de θ_{so} permet d'évaluer W une fois connus les paramètres L/ℓ de chaque élément de fil. On dispose donc d'une méthode calorimétrique tenant compte rigoureusement des fuites par conduction.

Il importe de choisir les conditions d'expérience, et de dimensionner les fils de façon telle que la sensibilité des mesures soit maximum. Ces conditions seront obtenues pour la compensation des températures ($T_S = T_e = 0$), quand

$$\frac{dv_o}{d\frac{L}{\ell}} = -\frac{1}{2}\,\frac{sh\,\frac{L}{\ell} - \frac{L}{\ell}}{ch\,\frac{L}{\ell} - 1}$$

est maximum. Pour cela, il faut que L/ℓ soit le plus grand possible.

Dans la mesure de $\theta_{sm} - \theta_{so}$, le maximum de sensibilité sera atteint quand

$$\frac{d(\theta_{sm} - \theta_{so})}{d\frac{L}{\ell}} = \frac{1}{16}\,\frac{sh\,\frac{L}{\ell}}{ch^2\,\frac{L}{\ell}}$$

est maximum, ce qui est obtenu lorsque $L/\ell = 0{,}88$.

3.3.2.5 - Compensation adiabatique

Avec des fils identiques, et du seul point de vue de la conduction, il est possible d'isoler thermiquement d'une façon presque parfaite les thermocouples de leur enceinte, au niveau des soudures d'extrémité toutes portées à la même température $T^* = T_e = 0$. Pour cela, il suffit d'annuler les flux de conduction transmis par les extrémités des fils en choisissant V tel que, pour tous les fils

$$\varphi_e = -\lambda^* S \left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=L} = 0$$

La dérivation de (7') donne alors la condition

$$v^2\,\frac{sh\,\frac{L}{\ell}}{L/\ell} + \frac{w}{n} + \frac{v}{2} = 0 \qquad (9)$$

Les racines de cette équation v_{a1} et v_{a2} définissent deux régimes possibles de compensation pourvu que w/n reste inférieur à la valeur limite

$$\left(\frac{w}{n}\right)_{lim} = \frac{1}{16}\,\frac{L/\ell}{sh\,\frac{L}{\ell}}$$

qui annule le discriminant.

(7') et (9) permettent alors d'écrire, lorsque la compensation est réalisée, et quel que soit w :

$$\frac{\theta_a}{v_a^2} = \frac{1}{(L/\ell)^2 \operatorname{ch}\frac{L}{\ell}} \left[\operatorname{ch}\frac{L}{\ell} - \operatorname{ch}\frac{x}{\ell} - \operatorname{sh}\frac{L}{\ell} \operatorname{sh}\frac{L-x}{\ell} \right]$$

et

$$\frac{\theta_{sa}}{v_a^2} = \frac{1}{\left(\frac{L}{\ell}\right)^2} \left(\operatorname{ch}\frac{L}{\ell} - 1 \right)$$

ou

$$-\frac{2\,\theta_{sa}}{v_a^2} = 1 + \frac{1}{12}\left(\frac{L}{\ell}\right)^2 + O\left(\frac{L}{\ell}\right)^4$$

pour des valeurs de $\frac{L}{\ell}$ assez petites (fig.3.13).

Cette relation peut être utilisée en calorimétrie, et en radiométrie, une fois que les rapports

$$\frac{V}{v} = \mathcal{P} \qquad \text{et} \qquad \frac{T}{\theta} = \frac{\sigma^*}{\lambda^*}\,\mathcal{P}^2$$

sont connus; il sera assez facile d'obtenir automatiquement, quelque soit w, le régime de compensation au moyen d'un dispositif d'asservissement assurant la proportionnalité entre θ_{sa} mesuré et v_a^2 ; L/ℓ ayant été déterminé une fois pour toutes, par exemple en mesurant v_o, à w nul.

L'intérêt d'opérer avec un système qui ne communique pas de chaleur par ses frontières, est essentiel lorsqu'on ne peut pas disposer aux soudures T_e de masses isothermes très importantes : de cas se présente lorsque les fils fins du thermocouple sont destinés à être placés dans un écoulement , où les supports, généralement en forme d'étrier, doivent apporter une perturbation aussi faible que possible. (fig.3.14). Les bras du support seront alors faits en métal de même nature que les fils fins qui y aboutissent, au moyen de gros fil, par exemple, dont le diamètre est de l'ordre de dix fois le diamètre du fil fin correspondant. L'effet Joule sera donc négligeable dans le support qui restera isotherme, à la température $T_e = 0$, à condition que l'effet Peltier $-\beta W_{\mathcal{P}}$ et $-(1-\beta)W_{\mathcal{P}}$ produit aux soudures d'extrémité soit compensé, en arrière des bras du support, au moyen de deux soudures de fils épais (donc sans effet Joule) disposées en E'. En ces points, grâce à deux autres fils annexes, on produit un effet Peltier total égal à celui développé en S et on le répartit entre les deux grosses soudures E' par le réglage de courants I_1 et I_2, qui sont calculables car $W_{\mathcal{P}}$, β, $\mathcal{P}_1$ et $\mathcal{P}_2$ sont a priori connus. Ainsi, il est possible de maintenir les gros fils EE' à température uniforme $T_e = 0$ sans qu'ils soient soumis à un flux thermique quelconque.

Dans le cas particulier où $w = 0$, on obtient la compensation pour

$$v_{ao} = -\frac{1}{2}\frac{L}{\ell}\frac{1}{sh\frac{L}{\ell}} \quad , \quad \theta_{ao} = -\frac{1}{4}\frac{1}{ch\frac{L}{\ell}+1}$$

Les courbes des figures 3.15 et 3.16 donnent v_{ao} et θ_{ao} en fonction de $x = \frac{L}{\ell}$, ainsi que θ_{ao} en fonction de v_{ao}.

On notera que

$$-4\frac{d^2\theta_{ao}}{d\left(\frac{L}{\ell}\right)^2} = -\frac{2 + ch\frac{L}{\ell} - ch^2\frac{L}{\ell}}{\left(ch\frac{L}{\ell}+1\right)^3}$$

Cette quantité s'annule pour

$$ch\frac{L}{\ell} = 2 \quad , \text{ soit } \quad \frac{L}{\ell} = 1,315$$

valeur pour laquelle la sensibilité $d\theta_{ao}/d\left(\frac{L}{\ell}\right)$ est maximale. Cette remarque conduit au dimensionnement optimal des thermocouples qu'on se propose d'utiliser à la mesure de α, en les faisant fonctionner au régime adiabatique de conduction.

3.3.3 - Modes d'utilisation de l'effet Peltier

3.3.3.1 - Méthode de mesure

Quel que soit w, on obtiendra une relation simple entre θ et v au moyen de deux expériences différentes, effectuées, pour la même valeur de w et de L/ℓ, avec des valeurs opposées de v. La relation (7') montre que, pour une valeur quelconque de v

$$\theta(+v) - \theta(-v) = v\frac{1}{L/\ell}\frac{sh\frac{L-x}{\ell}}{ch\frac{L}{\ell}}$$

et, à la soudure S

$$\theta_s(+v) - \theta_s(-v) = v\frac{1}{L/\ell}\,th\frac{L}{\ell} .$$

$\mathcal{P}$ étant supposé connu, pour déterminer $\frac{L}{\ell}$ et $\frac{\sigma^*}{\lambda^*}$ il faut effectuer plusieurs expériences fournissant deux relations indépendantes :

I° Pour V=0, on détermine

$$T_{so} = \frac{\sigma^*}{\lambda^*} \frac{RW}{n} \frac{1}{L/\ell} \frac{sh\frac{L}{\ell}}{ch\frac{L}{\ell}}$$

2° Pour $T_s = 0$, on obtient deux valeurs V_1 et V_2, et on calcule

$$V_m = \frac{V_1 + V_2}{2} = -\frac{\mathcal{P}}{4} \frac{L}{\ell} \frac{sh\frac{L}{\ell}}{ch\frac{L}{\ell} - 1}$$

3° Pour V_m , on obtient T_{sm}, et on calcule

$$T_{sm} - T_{so} = -\frac{\sigma^*}{16\lambda^*} \mathcal{P}^2 \frac{ch\frac{L}{\ell} + 1}{ch\frac{L}{\ell}}$$

Les expressions du § 3.3.2.4 permettent alors de vérifier que

$$\frac{4\,(T_{sm} - T_{so})}{V_m} = \frac{T_s(V) - T_s(-V)}{V} = \frac{\sigma^*}{\lambda^*} \mathcal{P} \frac{1}{L/\ell} \frac{sh\frac{L}{\ell}}{ch\frac{L}{\ell}}$$

D'où, par les deux moyens, la valeur de σ^*/λ^* quand L/ℓ est connu par l'expression de V_m.

Quels que soient w et V, le rapport $\frac{T_s(V) - T_s(-V)}{V}$ ne dépend que de L/ℓ et de la nature des matériaux par le rapport $(\sigma^*/\lambda^*)\mathcal{P}$. Il nous a donc semblé intéressant d'utiliser cette propriété dans un appareil susceptible d'indiquer automatiquement la valeur de ce rapport. Il suffit pour cela de soumettre le thermocouple à une différence de potentiel V constante en valeur absolue, alternativement appliquée dans un sens et dans le sens opposé, chacune des alternances étant de durée suffisante pour que l'équilibre thermique soit pratiquement atteint. On mesure l'écart total de température ΔT obtenu, pour une grandeur $|V|$ de la tension appliquée constante, et mesurée par ailleurs. (fig.3.17).

Ainsi, la valeur de ΔT obtenue par commutation automatique de + V en -V fournit, pour un fil donné, la valeur de α au moyen d'un seul type de mesure, et sans aucun réglage de courant (hormis la commutation). L'appareil utilisé est celui décrit au § 2.4.2.3.

On pourrait arriver évidemment au même résultat à partir de V_m (obtenu par V_1 et V_2) et de $T_{sm} - T_{so}$, mais il faudrait alors effectuer quatre réglages de courant. De plus, lorsque ℓ ne peut être considéré comme constant, (indépendant de I), la méthode consistant à mesurer T_{so}, T_{sm}, etc... n'est plus valable tandis que la méthode des commutations (+V , - V) reste rigoureuse.

La méthode proposée, reposant sur la commutation (+V, -V) a d'autres avantages, qui nous paraissent fondamentaux.

En premier lieu, les commutations changent le sens du courant sans changer sa grandeur : l'effet Joule reste donc constant et, du fait que ℓ est invariable, il en résulte dans l'ensemble des circuits, un équilibre thermique permanent. D'autre part, au niveau des soudures d'extrémités, les quantités de chaleur Peltier produites sont égales en valeur absolue, et opposées si les intervalles de commutation sont égaux. Les masses constituant les soudures d'extrémités recevront donc une chaleur Peltier nulle en moyenne et, si leur inertie thermique et leur conductivité sont assez grandes, ces masses subiront des fluctuations de température très faibles au rythme des commutations. Sans avoir à effectuer les compensations prévues au § 3.3.2.5, on pourra donc supposer que les soudures d'extrémités restent isothermes de façon permanente.

Le bilan thermique Peltier étant nul en moyenne quelle que soit la soudure considérée, il suffira d'évaluer les déperditions thermiques de l'ensemble du système détecteur à partir de l'effet Joule seul, qui est constant. Cet effet Joule est naturellement néfaste puisqu'il empêche le dispositif d'être en moyenne dans un état de repos thermique : on pourra essayer de le minimiser en opérant avec de faibles courants, ce qui nécessite évidemment l'emploi d'amplificateurs à bas niveau. Or l'effet Peltier et, de façon plus générale, l'emploi de thermocouples, présente sur les thermomètres à résistance l'avantage d'une sensibilité aussi grande qu'on le désire (dans la limite du bruit de Johnson) à la condition d'utiliser un nombre suffisant de couples disposés en série.

La technologie des détecteurs sera par suite orientée vers la réalisation de piles thermoélectriques faites de fils très fins ; la réalisation des systèmes de mesure résultera donc d'un compromis entre la complication des thermopiles et le prix des amplificateurs de qualité. Notons toutefois qu'il nous a été possible d'effectuer des mesures avec une précision de l'ordre du pourcent au moyen d'un seul thermocouple.

Pour définir un appareillage, il convient de dimensionner les fils de façon que la plage des α à étudier corresponde au maximum de sensibilité. Pour cela, annulons la dérivée seconde

$$\frac{\lambda^*}{\sigma^*}\,\frac{1}{\mathcal{P}}\,\frac{d^2\left[\dfrac{\overline{T_s}(V)-\overline{T_s}(-V)}{V}\right]}{d\left(\frac{L}{\ell}\right)^2} = \frac{d^2}{d\left(\frac{L}{\ell}\right)^2}\left[\frac{1}{\frac{L}{\ell}}\,\frac{\mathrm{sh}\,\frac{L}{\ell}}{\mathrm{ch}\,\frac{L}{\ell}}\right]$$

Le maximum de sensibilité sera atteint pour $L/\ell = 0,91$. Cette condition est facile à réaliser pour des dissipations faibles, et pour des longueurs de fils très modérées, comme on le verra au § 3.3.3.2.

Remarque. Dans l'utilisation en calorimétrie, et lorsqu'on se propose de mesurer W, il suffira d'effectuer une première mesure de T_{so} (pour V nul), puis une deuxième mesure avec commutation (+V, -V). On a

$$W = \frac{n\, T_{so}\, V}{T_s(V) - T_s(-V)}$$

Cette relation remarquablement simple permet d'effectuer des mesures de W sans aucun calcul de correction concernant la dissipation des fils. Or cette correction est nécessaire par suite du vieillissement et de l'oxydation de ces fils, dont le facteur d'émission n'est pas stable.

Les seules données indispensables pour la mesure calorimétrique sont donc le coefficient Peltier $\mathcal{P}$ et la résistance de la pile thermoélectrique R.

Il faut noter cependant que la relation ci-dessus n'est valable que si la condition ℓ = cte indépendante de I, est réalisée, ce qui ne sera vrai qu'avec de très faibles courants.

3.3.3.2 - Dimensionnement d'un détecteur manométrique

On se propose d'utiliser le dispositif ci-dessus pour la mesure des basses pressions. On suppose donc W nul. Dans le fonctionnement "adiabatique" décrit au § 3.3.2.5. on a vu que la sensibilité $d\theta / d(L/\ell)$ maximale était obtenue pour $L/\ell = 1,3$, tandis que dans le fonctionnement en effets Peltier opposés, du §3.3.3.1, $d[\theta_s(+V) - \theta_s(-V)/V] / d\frac{L}{\ell}$ maximal est obtenu pour $L/\ell = 0,91$.

Dans le vide absolu où les échanges thermiques sont dûs au rayonnement seul, on choisira une valeur de L/ℓ voisine de 0,5. L'allure de la courbe $\theta_s(+V) - \theta_s(-V)$ en fonction de V montre en effet que la sensibilité reste acceptable entre $L/\ell = 0,5$ et $L/\ell = 3$; ce qui correspond à des valeurs de α pouvant varier dans un rapport de 36, largement suffisant pour couvrir la gamme des dissipations subies par le fil depuis le vide absolu jusqu'à la pression atmosphérique.

Dans le vide, l'échange par rayonnement correspond à un coefficient d'échange égal à

$$\alpha = 4\, a K T_A^3$$

Il paraît assez logique d'admettre que les fils de thermocouple seront, la plupart du temps, oxydés et noircis de façon à acquérir un facteur d'émission a aussi constant que possible. Cette hypothèse est évidemment défavorable, en ce qui concerne la sensibilité aux très basses pressions, mais elle nous paraît avantager en revanche la fidélité des mesures qui, de toutes façons doivent être conduites avec des calibrations fréquentes du fil sous vide. Il est d'ailleurs classique qu'un fil vieilli ait un facteur d'émission élevé, par suite du chauffage à haute température qu'il faut lui faire subir périodiquement pour le dégazer.

Pour l'évaluation d'un dimensionnement, nous avons, un peu arbitrairement, adopté une émissivité moyenne a = 0,6 conforme aux valeurs indiquées par les tables.

La constante de Stefan K est égale à $5{,}7.\ 10^{-8} W/m^2(°K)^4$.

Avec T_A = 300°K, il vient alors

$$\alpha \# 3{,}7\ W/m^2(°K)$$

Pour un couple Constantan-Manganine, les deux matériaux sont équivalents et, à 300°K

λ^* = 22 W/m.(°K) (21,6 pour Manganine, 22,5 pour Constantan)

σ^* = $2{,}3.10^6$ 1/ohm.m ($2{,}32.10^6$ pour Manganine, $2{,}26.10^6$ pour Constantan)

Nous adopterons un diamètre Φ = 0,03 mm qui correspond au fil le plus fin disponible couramment dans le commerce. Il en résulte pour un fil

$$\frac{P}{S} = \frac{4}{\Phi} = 1{,}33.10^5\ m^{-1}, \text{ et } \quad \frac{\alpha P}{\lambda^* S} = 2{,}2.10^4\ m^{-2},$$

soit

$$\frac{1}{\ell} = \sqrt{\frac{\alpha P}{\lambda^* S}} = 150\ m^{-1}$$. On en déduit, pour $\frac{L}{\ell} = 0{,}5$,

L = 3,3 mm.

En adoptant, pour les deux métaux, $k_\sigma = 2.10^{-5}$, on trouverait

$$\frac{k_\sigma I^2}{\lambda^* \sigma^* S^2} = 0{,}8\ I^2\ (mA)$$

qui reste toujours très petit devant $\alpha P / \lambda^* S$ quand I reste de l'ordre du milliampère. On peut donc adopter dans les calculs

$$\frac{1}{\ell} = \sqrt{\frac{\alpha P}{\lambda^* S}}$$

On sait que la f.e.m du couple Constantan-Manganine, $\mathcal{E}$, est égale à

$$38\ \mu V/°K, \text{ d'où , à } T_A = 300°K,$$

$$V/v = \mathcal{P} = \mathcal{E} T_A = 11,4\ mV$$

d'autre part,

$$\frac{I}{\theta} = \frac{\sigma^*}{\lambda^*} \mathcal{P}^2 = 13,6°K$$

Toutes les données numériques étant maintenant choisies, il faut déterminer le point de fonctionnement en se fixant V. Pour cela on essaiera de se rapprocher en moyenne d'un régime de repos thermique en réduisant le plus possible l'effet Joule. L'échauffement Joule de la soudure est égal, d'après (7'), à :

$$\theta_{SJ} = v_J^2 \frac{1}{(L/\ell)^2} \frac{ch \frac{L}{\ell} - 1}{ch \frac{L}{\ell}}$$

en l'absence des puissances $W_{\mathcal{P}}$ et W .

D'où d'après les § 3.3.2.4 et 3.3.3.1

$$\frac{\theta_{SJ}}{v_J^2} = \left[\frac{ch \frac{L}{\ell}}{\frac{L}{\ell}}\right]^2 \frac{ch \frac{L}{\ell}}{ch \frac{L}{\ell} + 1} = \left[\frac{\theta_s(v) - \theta_s(-v)}{v}\right]^2 \frac{1}{16\,\theta_{sm}}$$

soit, avec $v = v_J$:

$$\frac{1}{16} \frac{\theta_s(v) - \theta_s(-v)}{\theta_{SJ}} = \frac{\theta_{sm}}{\theta_s(v) - \theta_s(-v)} = -\frac{1}{4} \frac{v_m}{v}$$

On considérera comme admissible, un échauffement de soudure dû à l'effet Joule seul, inférieur ou égal à

$$\frac{T_s(V) - T_s(-V)}{8}$$

Il en résulte

$$v = -\frac{v_m}{2} = \frac{1}{8} \frac{L}{\ell} \frac{sh \frac{L}{\ell}}{ch \frac{L}{\ell} - 1} = \frac{v_{ao}}{16\,\theta_{ao}}$$

Lorsque L/ℓ varie entre 0 et 2, $(L/\ell)(sh\frac{L}{\ell})/(ch\frac{L}{\ell}-1)$ reste voisin de 2 et varie entre 2 et 2,6 , de sorte qu'on admettra pour ν une valeur constante et égale à $\nu = 1/4$, d'où V = 3mV environ, valeur qui pourra être gardée constante dans une large étendue des variations de α (jusqu'à une vingtaine de fois la valeur de α à vide).

La résistance du fil précédent est égale à

$$R = \frac{1}{\sigma^*}\,\frac{L}{S} \# 2 \text{ ohms}$$

et le courant I sera donc égal à 1,5mA environ.

Dans ces conditions,

$$T_s(V) - T_s(-V) = \frac{\sigma^*}{\lambda^*}\,\mathcal{P}\,\frac{1}{L/\ell}\,\frac{sh\frac{L}{\ell}}{ch\frac{L}{\ell}}\,V = 1{,}19\,\frac{1}{L/\ell}\,\frac{sh\frac{L}{\ell}}{ch\frac{L}{\ell}}\,V \ (mV)$$

soit pour $L/\ell = 0{,}5$ et V = 3mV ,

$$\frac{1}{L/\ell}\,\frac{sh\frac{L}{\ell}}{ch\frac{L}{\ell}} = 0{,}92 \qquad \text{et} \qquad T_s(V) - T_s(-V) = 3{,}3°$$

Avec la même valeur de V, et pour $L/\ell = 2$, c'est-à-dire pour une valeur de α 16 fois plus grande que précédemment, on aura

$$\frac{1}{L/\ell}\,\frac{sh\frac{L}{\ell}}{ch\frac{L}{\ell}} = 0{,}48 \qquad \text{et} \qquad \Delta T = 1{,}7° .$$

Ces quantités sont tout à fait admissibles pour un appareil équipé d'amplificateur dont le bruit n'excède pas 1μV.

Remarque 1 : Détermination directe de σ^*/λ^*

Lorsque l'effet Joule existe seul, ce qui est le cas lors du chauffage du thermocouple en courant alternatif, ou lorsque I est assez élevé, on a vu que

$$\frac{T_{sJ}}{V_J^2} = \frac{\sigma^*}{\lambda^*}\,\frac{1}{(L/\ell)^2}\,\frac{ch\frac{L}{\ell}-1}{ch\frac{L}{\ell}}$$

soit

$$\frac{T_{sJ}}{V_J^2} = \frac{1}{2}\,\frac{\sigma^*}{\lambda^*}\left[1 + o\left(\frac{L}{\ell}\right)^2\right]$$

quand L/ℓ est assez petit.

D'où la détermination directe de σ^*/λ^* avec des fils suffisamment courts ; c'est la méthode de Kohlrausch, applicable à un profil de température parabolique en x.

Plus généralement, quel que soit L/ℓ, on rapprochera l'expression de T_{sj}/V_j^2 des relations établies aux §.3.3.2.4 et 5

$$V_m = \frac{V_o}{2} = -\frac{\mathcal{P} L \operatorname{sh}\frac{L}{\ell}}{4\ell\left(\operatorname{ch}\frac{L}{\ell}-1\right)} \quad , \quad T_{sm} - T_{so} = -\frac{\sigma^*}{16\lambda^*}\mathcal{P}^2\,\frac{\operatorname{ch}\frac{L}{\ell}+1}{\operatorname{ch}\frac{L}{\ell}}$$

(on suppose W = 0).

D'où

$$\frac{T_{sJ}}{V_J^2} = \frac{T_{sm} - T_{so}}{V_m^2} = \frac{\sigma^*}{\lambda^*}\,\frac{1}{\left(\frac{L}{\ell}\right)^2}\,\frac{\operatorname{ch}\frac{L}{\ell}-1}{\operatorname{ch}\frac{L}{\ell}}$$

Une seule mesure en effet Joule pour une valeur quelconque de V_J, peut donc se substituer aux mesures de V_m et $T_{sm} - T_{so}$ qui demandent plusieurs réglages de V.

Remarque 2. Pour de faibles valeurs de L/ℓ, on a vu que $v = \frac{v_m}{2}$ reste voisin de 0,25. Dans les même conditions, v_{ao} reste voisin de 0,5 et θ_{ao} de 0,125, car

$$\frac{v_m}{v_{ao}} = \frac{1}{2}\left(\operatorname{ch}\frac{L}{\ell}+1\right) = \frac{1}{8\,\theta_{ao}}$$

On voit que, lorsque L/ℓ est petit, la compensation "adiabatique" est obtenue pour des points de fonctionnement très proches du refroidissement maxium, obtenus très sensiblement pour

$$V_m \# V_{ao} = 2V = 6\,(mV) \quad \text{d'où} \quad T_{ao} \# T_{sm} \# -1{,}7°$$

3.3.4 - Exemples de détecteurs - Leurs utilisations

3.3.4.1 - Détecteur à soudures multiples

L'étude précédente concerne un thermocouple unique, ou plusieurs thermocouples identiques dont tous les brins sont parcourus par le même courant I, et dont les soudures sont à la même température T_s tandis que les extrémités sont portées à $T_e = 0$.

La formule 7 du § 3.3.2.3 ne fait alors intervenir que les caractéristiques d'un seul tronçon de fil, dans le cas où W = 0 ; même si n fils formant p thermocouples sont disposés en série, le signal de mesure sera égal à

$$M = \mathcal{E}\,p\,T$$

tandis que pour soumettre chacun des éléments de la thermopile à la différence de potentiel V, il faut appliquer à ses bornes la tension

$$\mathcal{V} = 2\,p\,V$$

le courant $\mathcal{J}$ total étant égal à

$$\mathcal{J} = n\,I/2p$$

et la résistance de la pile à

$$\mathcal{R} = \frac{4p^2}{n}R$$

On aura naturellement intérêt, pour diminuer J le plus possible, à constituer chaque couple avec le nombre minimum de fils, et on choisira donc n = 2p.

Dans ce cas, deux fils de nature différente doivent être soudés bout à bout pour former la soudure S, ce qui est assez délicat technologiquement. Il sera beaucoup plus facile d'opérer avec deux fils soudés en croix, en leur milieu, ce qui évite d'avoir à couper les fils au niveau de la soudure. Dans cette configuration, que nous adopterons généralement, n = 4p : (fig.3.18)

La pile thermoélectrique sera donc constituée par un empilement d'éléments identiques, formés chacun d'un bloc massif en métal très conducteur, par exemple en forme d'anneau, ces bagues portant les soudures T_e qui sont diamètralement disposées aux extrémités de fils fins alternativement de natures différentes. Ces éléments qui peuvent être fabriqués en série, sont placés les uns au-dessus des autres avec interposition de couches d'isolant entre groupes de deux anneaux suivant la figure 3.19.

Deux anneaux consécutifs séparés par l'isolant portent des fils perpendiculaires, par exemple, qui sont soudés en leur milieu. A partir de cet élément unitaire qui constitue un thermocouple complet on peut former une pile très compacte, par simple superposition.

L'ensemble est serré entre deux plaques en métal massif et bon conducteur, qui servent de boîtier à la capsule manométrique.

Au lieu d'utiliser des anneaux, on peut ainsi donner aux électrodes d'extrémité massives, portées à T_e, la forme d'étriers, qui permettent de réduire considérablement l'espace libre intérieur au boîtier.

Dans le modèle de thermopile qui vient d'être décrit, toutes les soudures T_e doivent être alternativement soumises à un effet Peltier positif et négatif, suivant le mode de fonctionnement défini au paragraphe 3.3.3.2. A intervalles réguliers on doit imposer une commutation, pour inverser le sens du courant I, ainsi que pour la mesure de ΔT effectuée par l'artifice des deux condensateurs de mémorisation. Ces commutations peuvent être évitées grâce au système de thermopile que nous allons schématiser à présent.

3.3.4.2 - Fil composite

Considérons une chaîne formée de 4n - 1 tronçons de fils alternativement de nature différente, et terminée par deux tronçons de même nature par exemple 2n éléments sont faits avec le matériau A, 2n - 1 avec le matériau B.

Tous les éléments sont de même longueur 2L, sauf les deux éléments d'extrémité qui sont de longueur L, et leurs propriétés géométriques, thermiques et électriques sont les mêmes.(fig.3.20).

Les deux extrémités sont maintenues à la température $T_e = 0$

Chaque jonction S_{AB} ou S_{BA} est le siège d'une puissance Peltier $W_{\mathcal{P}}$ ou $-W_{\mathcal{P}}$ respectivement, conséquence du courant I qui traverse les fils. Le matériau A est en contact, aux extrémités, avec un matériau différent, ce qui correspond à des puissances Peltier W' et -W', qui se compenseront exactement si les deux extrémités de la chaîne sont placées en contact thermique, de sorte qu'il n'y aura pas à tenir compte de W' dans le calcul. Comme il y a symétrie, considérons une moitié de la chaîne seulement, les abscisses étant comptées à partir du milieu et vers la gauche de la figure. Les jonctions S_{AB} sont définies par

$$x_{S_{AB}} = L\ ,\ 5L,\ \ldots\ldots,\ (4n-3)L$$

et les jonctions S_{BA} sont définies par

$$x_{S_{BA}} = 3L\ ,\ 7L, \ldots,\ (4n-5)L.$$

L'extrémité portée à T_e a pour abscisse $x_E = (4n-2)L$.

Le long de la chaîne, les paramètres ℓ et b sont identiques par hypothèse pour les différents tronçons, et l'équation de la chaleur s'écrit

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{T}{\ell^2} + b + \frac{1}{\lambda^* S} W_{\mathcal{P}} = 0$$

avec $W_{\mathcal{P}} = \mathcal{P} I$ en $x_{S_{AB}}$, $W_{\mathcal{P}} = -\mathcal{P} I$ en $x_{S_{BA}}$, et $W_{\mathcal{P}} = 0$ partout ailleurs.

Les conditions aux limites sont définies par

$$T(x_E) = 0$$

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = 0$$

On peut considérer que T est somme de T_J et $T_{\mathcal{P}}$

$$T = T_J + T_{\mathcal{P}}$$

T_J est solution de

$$\frac{d^2T_J}{dx^2} - \frac{T_J}{\ell^2} + b = 0$$

$T_{\mathcal{P}}$ est solution de

$$\frac{d^2T_{\mathcal{P}}}{dx^2} - \frac{T_{\mathcal{P}}}{\ell^2} + \frac{1}{\lambda^* S} W_{\mathcal{P}} = 0$$

Avec les mêmes conditions aux limites que ci-dessus, il vient immédiatement

$$T_J = b\ell^2 \left(1 - \frac{ch\ \frac{x}{\ell}}{ch\ (4n-2)\frac{L}{\ell}}\right)$$

ce qui représente le profil des températures dans le fil, dues à l'effet Joule seul.

Pour la solution $T_{\mathcal{P}}$, les effets Peltier étant alternativement opposés, le milieu de chaque tronçon reste à la température $T_e = 0$, et, le long de chaque segment de longueur L où l'abscisse varie de x=0 ($T = T_{\mathcal{P}S}$ à la jonction), à X =L ($T = T_e = 0$ au milieu du tronçon), la répartition des températures est donnée par les formules (7) et (7') du § 3.3.2.3. V et $\mathcal{V}$ représentent alors la différence de potentiel établie entre deux points du fil distants de L. Dans ces conditions, les 2(2n-1) jonctions sont alternativement portées aux températures $T_{\mathcal{P}S}$ et $-T_{\mathcal{P}S}$ et comme elles sont successivement dans le sens A → B et B → A, elles donnent lieu à 2(2n-1) forces électromotrices égales de même signe, disposées en série, soit, au total, un signal de mesure

$$M = 2(2n-1)\,\varepsilon\, T_{\mathcal{P}S} \qquad \text{avec} \quad T_{\mathcal{P}S} = \frac{\sigma^*}{\lambda^*}\mathcal{P}\,\frac{V}{2}\,\frac{1}{L/\ell}\,\frac{\operatorname{sh}\frac{L}{\ell}}{\operatorname{ch}\frac{L}{\ell}}$$

L'effet Joule ne perturbera pas ce signal de mesure, car, la répartition des températures T_J étant symétrique ainsi quela disposition des jonctions, les forces électromotrices thermoélectriques correspondantes sont opposées et s'annulent deux à deux. Ainsi, puisqu'on n'a pas à considérer l'effet Joule et qu'on réalise un effet Peltier total nul, les conditions instantanées sont les mêmes que celles obtenues en moyenne dans le temps au § 3.3.3.1. au prix d'une inversion de sens du courant.

En utilisant un détecteur formé d'une chaîne de soudures tel que celui qui vient d'être défini, on pourra simplifier beaucoup l'appareillage puisqu'il ne sera plus nécessaire d'effectuer des commutations ni d'effectuer une mise en mémoire au moyen de condensateurs. En outre, le détecteur, toujours alimenté par le même courant I, sera pratiquement toujours à l'état d'équilibre thermique permanent, et le signal de mesure pourra être obtenu de façon instantanée aux bornes de la thermopile.

En revanche, le détecteur est de réalisation plus compliquée que le simple thermocouple en fils croisés utilisé précédemment ; on remarquera cependant que chaque milieu d'élément de fil peut être, sans inconvénient, ramené à la température T_e, ou même à une température différente de T_e, mais égale à celle du point symétrique par rapport au milieu de la chaîne. Il est alors possible de constituer une thermopile au moyen des éléments de base décrits sur la figure 3.18, en disposant maintenant les fils successifs comme l'indique la figure 3.20. Les longueurs de chaque tronçon sont à présent égales au diamètre des anneaux, tandis qu'elles étaient égales au rayon dans la pile du § 3.3.3.1.

Toutefois, et ce point seul justifie à notre avis l'utilisation de l'appareil à commutations, une déviation permanente n'a de signification que si le zéro de l'amplificateur est parfaitement stable, ce qui n'est jamais le cas en réalité. L'avantage principal de la commutation (+V, -V) réside dans le fait que seule une différence d'amplitudes est obtenue par mémorisation, ce qui rend l'appareillage insensible aux dérives lentes, particulièrement graves aux faibles niveaux d'entrée qu'implique l'utilisation d'effet Peltier.

3.3.4.3 - Exemple d'étalonnage et de mesure manométrique

Pour mesurer les basses pressions, on utilise très couramment des jauges de Pirani, à fil résistant, dont le défaut de fidélité est l'inconvénient le plus grave : elles doivent en effet fonctionner, en tant que thermomètre à résistances , avec des alimentations de pont parfaitement stables, et, en outre, la " compensation" de température ambiante pose toujours des problèmes qu'on résout seulement au prix de ponts à sondes multiples, ou de sondes thermostatées. En outre, le réétalonnage s'impose par suite du vieillissement des fils : changement des facteurs d'accommodation, évaporation ou oxydation superficielle modifiant la résistance nominale, etc...

La plupart de ces inconvénients disparaissent avec l'utilisation de thermocouples qui peuvent être fabriqués avec des alliages à très faible coefficient de température; l'objet de la mesure étant la différence des températures entre la soudure centrale et les extrémités massives reliées au boitier du capteur, le problème de "compensation" de température extérieure ne se pose plus. En outre, une altération de surface des fils entraînant une variation légère de leur résistance électrique, n'affecte pratiquement pas les mesures.

Nous citerons encore, comme avantages non négligeables aux pressions modérées, l'absence totale de convection naturelle, due au fait que l'échauffement des soudures est petit et très localisé dans le cas où l'effet Peltier est utilisé.

En revanche, les forces électromotrices thermoélectriques restent faibles (quelques dizaines de μV) ce qui nécessite l'emploi d'amplificateurs sensibles, et le coefficient Peltier varie avec la température de soudure, ce qui impose une corrections de gain qu'il est d'ailleurs aisé d'effectuer automatiquement sur les appareillages perfectionnés à partir de l'indication absolue de température fournie par une soudure, elle-même reliée à des soudures froides extérieures.

Au lieu de thermocouples, on peut naturellement utiliser des sources ponctuelles telles que les thermistances, qui ont l'avantage d'une très grande sensibilité thermique, et permettent donc des niveaux d'entrée relativement élevés. Toutefois, les régimes de fonctionnement sont ceux de l'effet Joule, à partir duquel l'étalonnage est plus difficile qu'avec l'effet Peltier, et les inerties thermiques limitent considérablement la rapidité des commutations d'excitation. Nous préférons donc réserver les thermistances à l'emploi dans les liquides, comme nous l'avons déjà indiqué au §.3.2.1;

Pour l'étalonnage des thermocouples "Peltier", on procède aux opérations suivantes :

1° Détermination du pouvoir thermoélectrique ε des soudures par un étalonnage classique en enceinte thermostatée et soudures froides à 0°C. On en déduit le coefficient Peltier $\mathcal{P} = \varepsilon T_A$.

2° Détermination du facteur de mérite $E = (\sigma^*/\lambda^*)\varepsilon^2$ pour le capteur placé dans des conditions d'ambiance quelconques. On mesure à cet effet, V_o correspondant à un échauffement nul de la soudure. Pour $V_m = V_o/2$, on vérifie que le refroidissement T_{sm} est maximum. La valeur de $v_m = V_m/\mathcal{P}$ permet le calcul de L/ℓ par les courants de la figure 3.10 d'où on déduit $\theta_{sm} - \theta_{so}$. Par $(T_m - T_{so})/(\theta_m - \theta_{so}) = Z\, T_A^2$, on accède alors à la mesure de σ^*/λ^*. Ces mesures sont contrôlées pour diverses conditions de dissipation : dans l'atmosphère, sous vide, etc....

3° Le rapport T/θ étant désormais connu, les essais peuvent être effectués. La courbe de la figure 3.21 permet de faire correspondre les écarts de températures mesurés ΔT correspondant à des différences de potentiel d'excitation V, aux valeurs cherchées de L/ℓ, qui dépendent des conditions de dissipation :

$$\frac{T_s(+V) - T_s(-V)}{V} = \frac{1}{\mathcal{P}} \frac{\sigma^*}{\lambda^*} \frac{1}{L/\ell} \operatorname{th} \frac{L}{\ell}$$

La différence de potentiel V est mesurée directement par un millivolmètre placé aux bornes du capteur. L'étalonnage en température de la chaîne d'amplification est effectué "statiquement" au moyen de l'enceinte thermostatée déjà utilisée pour la mesure de ε.

4° Pour déduire de la valeur de ℓ la valeur absolue de α ; il faut connaître la valeur du rapport $\mathcal{P}/\lambda^* S$. On effectue une mesure de résistance (en courant alternatif) d'où on déduit $\sigma^* S$ et, puisqu'on connait déjà σ^*/λ^*, on en déduit la valeur de $\lambda^* S$. Une mesure optique permet d'autre part l'évaluation du périmètre P à quelque μ près.

Nous avons pu ainsi effectuer des mesures "absolues" de α avec diverses sondes formées de thermocouples différant par leur longueur, leur diamètre et leur nombre. Jusqu'à présent, la dispersion des résultats est de l'ordre de 10%, mais les réponses des différentes sondes <u>en fonction de la pression</u> sont à mieux que 2% près, réductibles à une courbe unique, lorsqu'on effectue une correction d'affinité convenable.

Quant à la fidélité des réponses d'un capteur particulier, nous l'estimons de l'ordre de 1%, pour des séries d'essais effectués dans un laps de temps n'excédant pas la semaine. Cette mesure a été effectuée par comparaison entre deux appareils fonctionnant simultanément. Nous avions constaté au préalable que les mêmes mesures, effectuées par comparaison d'un de nos appareils avec une jauge de Pirani commerciale de bonne qualité, présentaient une dispersion à peu près 5 fois plus grande, défaut que nous attribuons donc logiquement à la jauge de Pirani.

Nous n'avons pas entrepris d'étude systématique concernant l'optimisation d'une longueur et d'un diamètre des fils, en raison de l'intérêt évident d'utiliser des sondes à plusieurs fils, où les fils sont disposés en croix superposées et décalées angulairement. Dans un tel capteur, l'intéraction des soudures est notable et favorise la sensibilité. La proximité des enceintes joue également un rôle non négligeable. L'étude de l'échange thermique sur une telle structure ne peut guère être abordée par le calcul, et une optimisation systématique constituera un travail ultérieur dans lequel le nombre élevé des paramètres à étudier impose de très longues séries de mesures.

Nous nous bornons ici à donner la "courbe de réponse" de ce capteur (fig.3.22), sans chercher à l'exploiter théoriquement. Nous avons directement porté en ordonnées les indications d'amplitude $\Delta T = T_{o(+V)} - T_{o(-V)}$.

3.4 - UTILISATION DES FILS THERMORESISTANTS ET DES THERMOCOUPLES EN REGIME VARIABLE

3.4.1 - Schématisation dans le cas d'une dissipation de type convectif

Comme au § 3.3, on considère un fil thermorésistant, ou un thermocouple formé de deux fils soudés bout à bout, de propriétés thermiques et électriques identiques, et se comportant par conséquent comme un tronçon de fil unique.

Nous considérerons seulement le cas d'une excitation par effet Joule : en effet, l'excitation Peltier en régime variable offre à notre avis peu d'intérêt, en raison même du caractère ponctuel de la source calorifique, qui dissipe d'abord la chaleur par conduction pure dans les fils s'éloignant de la soudure. Il faut donc s'attendre, dans les régimes Peltier variables, à voir la dissipation latérale influer assez peu sur l'évolution des températures de soudure ou, en tous cas, d'une manière compliquée dépendant surtout des "lois de temps longs".

Limitant donc notre analyse à l'effet Joule réparti le long d'un fil homogène, nous schématisons en outre la dissipation latérale en la supposant caractérisée par une température d'équilibre prise pour origine $\theta = 0$, et par un coefficient d'échange α supposé uniforme et constant.

Dans une première phase, nous supposerons le fil de longueur infinie, de façon à y négliger toute conduction longitudinale. Cette hypothèse est d'autant plus valable qu'on s'intéresse davantage aux lois de "temps courts", ce qui est le cas avec nos appareillages.

Dans ces conditions, si le fil est chauffé électriquement à puissance constante pendant des intervalles de temps t_1, séparés par les durées t_2 de retour au repos thermique, l'évolution des températures satisfait à l'équation de bilan thermique

$$S \rho c \frac{dT}{dt} + P \alpha T - \varepsilon \frac{I^2}{\sigma S} = 0$$

avec $\varepsilon = 1$ pendant les durées t_1,

$\varepsilon = 0$ pendant les durées t_2.

On s'intéressera seulement au régime établi, qui aurait pu être atteint dès la première période à la suite d'un chauffage de durée $t^* + t_1$ établi à partir de l'instant initial.

Pendant cette phase transitoire, l'évolution des températures est exprimée par

$$T_o = A \left(1 - e^{-t/\tau}\right)$$

avec

$$A = \frac{I^2}{\sigma S P \alpha} \quad , \quad \tau = \frac{S \rho c}{P \alpha}$$

En particulier (fig 3.23) :

$$(T_o)_c = A \left(1 - e^{-t^*/\tau}\right)$$

$$T_m = A \left(1 - e^{-(t^* + t_1)/\tau}\right)$$

$$\Delta T_c = T_m - (T_o)_c = A\, e^{-t^*/\tau} \left[1 - e^{-t_1/\tau}\right]$$

Pendant le refroidissement, la température varie suivant la loi

$$T_r = T_m\, e^{-(t - t^* - t_1)/\tau}$$

$$(T_o)_r = T_m\, e^{-t_2/\tau}$$

$$\Delta T_r = T_m - (T_o)_r = T_m \left(1 - e^{-t_2/\tau}\right)$$

L'état de régime satisfait à la condition

$$\Delta T_c = \Delta T_r$$

soit

$$\boxed{e^{-t^*/\tau} = \frac{1 - e^{-t_2/\tau}}{1 - e^{-(t_1 + t_2)/\tau}}}$$

En éliminant t^* , on exprime alors :

$$\boxed{T_o = A\, \frac{1 - e^{-t_1/\tau}}{e^{t_2/\tau} - e^{-t_1/\tau}}}$$

$$\boxed{\Delta T = A\, \frac{\left(1 - e^{-t_1/\tau}\right)\left(1 - e^{-t_2/\tau}\right)}{1 - e^{-(t_1 + t_2)/\tau}}}$$

On veut mesurer α , en caractérisant une propriété choisie du thermogramme. Supposons d'abord qu'on veuille déduire la valeur de α de l'amplitude de régime ΔT.

Pour étudier la sensibilité de la méthode, on formera la dérivée $d(\Delta T)/d\alpha$ ou plus exactement, le rapport

$$\frac{d(\Delta T)/\Delta T}{d\alpha/\alpha} = y(x_1) + y(x_2) - y(x_1 + x_2) - 1$$

avec

$$x = \frac{t}{\tau} \qquad , \qquad y(x) = \frac{x}{e^x - 1}$$

Quels que soient t_1 et t_2 , la dérivée précédente est toujours négative (elle s'annule pour $t_1 = 0$ ou $t_2 = 0$), et son module est maximum lorsque $t_1 = t_2 = \tau x$.

Alors

$$z = \left(\frac{d(\Delta T)/\Delta T}{d\alpha/\alpha}\right)_m = 2y(x) - y(2x) - 1$$

La fonction $z(x)$, toujours négative, s'annule avec une dérivée nulle à l'origine. On voit que z devient supérieur en module à la valeur 0,5 lorsque x est supérieur à 2, condition qui devra être réalisée en pratique, et qui fixe par conséquent la fréquence maximale de répétition des thermogrammes.

Si $x > 6$, le module de z devient très voisin de 1 et la sensibilité du dispositif est alors pratiquement indépendante de la valeur de α .

Le mode de fonctionnement précédent, caractérisé par la mesure d'amplitude ΔT, correspond à une optimalisation lorsque $t_1 = t_2$, et que ces durées sont suffisamment longues pour que les états permanents $T_0 = 0$ et $T_m = A$ soient presque atteints . Le temps de réponse est donc grand puisque la fréquence de répétition devient très faible. Ce mode de fonctionnement est celui des appareillages décrits au § 2.4.2.3.

Pour améliorer le temps de réponse, il est possible de créer la perturbation thermique de chauffage pendant un temps t_1 très court, et de caractériser le signal de refroidissement pendant la durée t_2.

Il est facile de voir que si t_1 est très petit, ΔT et T_m deviennent indépendants de α . En effet, si

$$1 - e^{-t_1/\tau} \sim t_1/\tau$$

et si

$$1 - e^{-(t_1+t_2)/\tau} \sim 1 - e^{-t_2/\tau} ,$$

$$\Delta T \sim A\frac{t_1}{\tau} = \frac{I^2}{\tau \rho c S^2} t_1 .$$

L'élévation de température du fil est pratiquement proportionnelle à la durée de chauffage et indépendante de la dissipation.

Considérons alors une durée $t' < t_2$ permettant de caractériser un point de la courbe de refroidissement. On posera

$$\Delta T' = T_m - T_r(t') = T_m \left(1 - e^{-t'/\tau}\right)$$

d'où

$$\boxed{\frac{\Delta T'}{\Delta T} = \frac{1 - e^{-t'/\tau}}{1 - e^{-t_2/\tau}}}$$

Ce rapport est indépendant de t_1 (qui peut être choisi absolument quelconque et donc, de préférence, petit).

Dans un appareillage de mesure, tel que celui décrit au § 2.4.3., une valeur fixée de $\Delta T'/\Delta T$ est préaffichée, et la mesure de t', t_2 étant fixé permet d'accéder à la valeur de α indépendamment des variations de niveau (dérives) du signal thermique, et même des variations lentes du gain des amplificateurs.

Le rapport $\Delta T'/\Delta T$ étant considéré comme fixé, il importe de choisir t_2, suivant les conditions de dissipation, pour que la sensibilité soit optimale, ce qui sera exprimé par le maximum du rapport $|dt'/d\alpha|$.

A cet effet, nous calculons la dérivée logarithmique de l'expression encadrée ci-dessus, en considérant α et t' comme variables et t_2 comme paramètre. Il vient :

$$\frac{dt'/t'}{d\alpha/\alpha} = \frac{y(x_2)}{y(x')} - 1 \qquad \text{avec} \qquad x = \frac{t}{\tau}$$

Quel que soit $x_2 > x'$, cette expression est toujours négative, s'annule lorsque $t' \to t_2$ et devient minimale quand $t' \to 0$. Alors

$$\left(\frac{dt'/t'}{d\alpha/\alpha}\right)_m = y(x_2) - 1$$

On a donc intérêt à choisir t' petit devant t_2, ce qui revient à choisir $\Delta T'/\Delta T$ voisin de 0.

On doit, d'autre part, autant que possible, choisir x_2 grand ($\alpha t_2 \geqslant 4$, par exemple).

A la limite, il sera avantageux de considérer la pente du thermogramme, au début du refroidissement. En effet,

$$\left(\frac{dT_r}{dt}\right)_{t'} = -\frac{T_m}{\tau} e^{-t'/\tau},$$

expression toujours négative, dont le module est maximum lorsque t' = 0. Alors,

$$\left(\frac{dT_r}{dt}\right)_{t'=0} = -\frac{T_m}{\tau}$$

Comme on a vu que, lorsque t_1 est petit, T_m est indépendant du coefficient de dissipation α proportionnel à $1/\tau$, il en résulte que α est simplement proportionnel à la dérivée du thermogramme au début du refroidissement, à condition que la durée de chauffage soit très faible.

La sensibilité sera exprimée par le rapport

$$\frac{d\left(\frac{dT_2}{dt}\right)_{t'=0} \Big/ \left(\frac{dT_r}{dt}\right)_{t'=0}}{d\alpha/\alpha} = \frac{d(T_m/\tau)}{d\alpha} \frac{\alpha}{T_m/\tau} = y(x_1) - y(x_1+x_2)$$

Cette quantité devient maximale, et égale à 1, quand $t_1 \to 0$ et que t_2 est beaucoup plus grand que t_1.

Cette remarque a conduit à la conception de l'appareillage décrit au § 2.4.4. pour la mesure quasi-instantanée de la température et de la vitesse dans un écoulement.

Il sera donc avantageux de chauffer le fil, à forte puissance, pendant des temps très courts. La dérivée du thermogramme au début du refroidissement permet d'éccéder à la mesure de α, tandis que de la mesure de T_o dans l'instant qui précède le chauffage on déduit la température d'équilibre du fil en l'absence de chauffage (température prise pour origine dans les calculs précédents). Il est donc possible, comme on l'avait signalé en 2.4.4.1, d'effectuer très localement, et dans un temps très court, la mesure des deux paramètres vitesse et température. En outre, la perturbation thermique utilisée étant de très faible durée, la conduction par les extrémités du fil est négligeable même si le fil est court, et l'hypothèse du fil infini est donc particulièrement justifiée dans ce mode de fonctionnement.

Toutefois, la méthode la plus avantageuse pour un appareillage de mesure qui doit pouvoir être utilisé indépendamment de dérives du niveau et du gain nous paraît être celle qui fait appel au rapport de deux amplitudes préaffichées, et qui conduit à la mesure de durée t'.

Enfin, dans le cas où les résistances de contact éventuelles rendraient douteuses les interprétations de signaux transitoires très courts, la première méthode exposée, relative à la mesure d'amplitude résultant de créneaux à faible fréquence, semble particulièrement sûre, bien qu'une correction doive y figurer pour tenir compte du caractère tridimensionnel du problème.

Remarque 1 : La sensibilité $\frac{dt'/t'}{d\alpha/\alpha}$ exprimée pour la limite $t' \to 0$ constitue un cas particulier de l'expression obtenue relativement à l'indication de dérivée :

$$\frac{d(dT_r/dt)_{t'=0} \,/\, (dT_r/dt)_{t'=0}}{d\alpha/\alpha} = y(x_1) - y(x_1 + x_2)$$

En effet, on peut écrire que

$$\left(\frac{dT_r}{dt}\right)_{t'=0} = \lim_{t' \to 0} \frac{\Delta T'}{t'} ,$$

d'où

$$\frac{d(dT_r/dt)_{t'=0}}{(dT_r/dt)_{t'=0}} = \lim_{t' \to 0} \left[\frac{d\Delta T'}{\Delta T'} - \frac{dt'}{t'} \right]$$

Avec la condition $\Delta T'/\Delta T = d\alpha$, on a $d\Delta T'/\Delta T' = d\Delta T/\Delta T$ et, d'après l'expression déjà donnée pour ΔT :

$$\frac{d\Delta T}{\Delta T} = \frac{d\alpha}{\alpha}\left[-1 + y(x_1) + y(x_2) - y(x_1 + x_2)\right]$$

Des relations précédentes, on déduit que

$$\lim_{t' \to 0} \frac{dt'/t'}{d\alpha/\alpha} = y(x_2) - 1$$

résultat qui avait déjà été obtenu directement.

Nous avons présenté ces calculs élémentaires de sensibilité pour bien mettre en évidence les caractères fondamentaux de nos méthodes de caractérisation des signaux :

1°) Le préaffichage de $\Delta T'/\Delta T$ conduit à des sensibilités élevées lorsque t_2 est grand, et t' petit, quel que soit t_1.

2°) La mesure de dérivée conduit à une sensibilité élevée lorsque t_2 est grand et t_1 petit.

Dans les deux cas, il y a intérêt à diminuer le plus possible la fréquence de répétition (t_2 grand).

La méthode de préaffichage de $\Delta T'/\Delta T$ donne des résultats indépendants de la valeur de t_1, et peut donc être employée, pour des récurrences lentes, en même temps que la méthode des mesures d'amplitude ΔT, qui fournit une sensibilité maximale quand $t_1 = t_2$

En revanche, la méthode de mesure de dérivée doit être réservée à des excitations impulsionnelles : elle s'adapte particulièrement aux cas d'écoulements à propriétés variables au cours du temps.

Remarque 2 : Considérons maintenant ce cas, dans lequel la dissipation de type convectif est caractérisée par une température d'équilibre $T^*(t)$ variable et un coefficient de convection variable $\alpha(t)$

On doit alors résoudre :

$$S\rho c \frac{dT}{dt} + P\alpha(t)\left[T - T^*(t)\right] - \varepsilon \frac{I^2}{\sigma S} = 0$$

ou

$$\frac{dT}{dt} - \mathcal{A}(t)\,T - \mathcal{B}(t) = 0$$

avec

$$\mathcal{A}(t) = \frac{P}{S\rho c}\,\alpha(t) \qquad , \quad \mathcal{B}(t) = \frac{1}{S\rho c}\left[P\alpha(t)T^*(t) + \frac{\varepsilon I^2}{\sigma S}\right]$$

Si T_o est la température initiale du capteur, la solution s'écrit :

$$T(t) = e^{-\int_o^t \mathcal{A}(t)\,dt}\left[T_o + \int_o^t \mathcal{B}(t)\cdot e^{\int_o^t \mathcal{A}(t)\,dt}\,dt\right].$$

Il s'agit de déduire les fonction $\alpha(t)$ et $T^*(t)$ du thermogramme $T(t)$. C'est a priori impossible, l'enregistrement ne fournissant, en fait, qu'une relation intégrale entre les fonctions à déterminer.

Nous allons voir que la méthode impulsionnelle fournit cependant un moyen de déterminer "point par point" l'évolution de $\alpha(t)$ et de $T^*(t)$.

En effet, si aucune excitation n'était appliquée, la condition initiale restant la même, on aurait à résoudre l'équation

$$S\rho c \frac{d\bar{T}}{dt} + P\alpha(t)\left[\bar{T} - T^*(t)\right] = 0$$

qui admet la solution :

$$\bar{T}(t) = e^{-\int_o^t \mathcal{A}(t)\,dt}\left[T_o + \int_o^t \bar{\mathcal{B}}(t)\cdot e^{\int_o^t \mathcal{A}(t)\,dt}\,.\,dt\right]$$

avec

$$\bar{\mathcal{B}}(t) = \frac{P}{S\rho c}\,\alpha(t)\,T^*(t)$$

$T - \bar{T}$ est, avec la condition initiale $(T-\bar{T})_o = o$, solution de

$$S \rho c \frac{d(T-\bar{T})}{dt} + P \alpha(t) \left[T-\bar{T}\right] - \varepsilon \frac{I^2}{\sigma S} = o$$

d'où

$$T-\bar{T} = e^{-\int_o^t \mathcal{A}(t)\,dt} \cdot \int_o^t \frac{\varepsilon I^2}{\sigma \rho c S^2} \cdot e^{\int_o^t \mathcal{A}(t)\,dt}\,dt$$

Supposons que la durée d'excitation t_1 soit très courte, de sorte que la variation de $\mathcal{A}(t)$ pendant t_1 soit négligeable.

Soient $t^{(i)}$ les instants où l'excitation est appliquée pendant les durées t_1. On a

$$T(t) - \bar{T}(t) = e^{-\int_o^t \mathcal{A}(t)\,dt} \sum_{k=o}^{k=i} \frac{I^2 t_1}{\sigma \rho c S^2}\, e^{\int_o^{t(k)} \mathcal{A}(t)\,dt}$$

Aux instants $t^{(i-)}$ qui précèdent les débuts d'excitation, on se propose d'évaluer $T-\bar{T}$, puis on choisira t_2 assez grand pour que $\left[T - \bar{T}\right]_{t^{(i-)}}$ soit négligeable. Pour cela il suffit de considérer, entre les instants 0 et $t^{(i-)}$ la valeur minimale de $\mathcal{A}(t)$, soit $\mathcal{A}_m$, et la valeur maximale $\mathcal{A}_M$.

On peut majorer $T-\bar{T}$ sous la forme :

$$\left[T-\bar{T}\right]_{t^{(i-)}} \leq e^{(\mathcal{A}_M - \mathcal{A}_m)t^{(i-1)}} \cdot e^{-\mathcal{A}_m t_2} \frac{I^2 t_1}{\sigma \rho c S^2} \sum_{k=o}^{k=i-1} e^{-\mathcal{A}_M (t^{(i-1)} - t^{(k)})}$$

$$\leq \frac{I^2 t_1}{\sigma \rho c S^2} \cdot \frac{e^{(\mathcal{A}_M - \mathcal{A}_m) t^{(i-1)}}}{1 - e^{-\mathcal{A}_M t_2}} \times e^{-\mathcal{A}_m t_2} \quad \text{avec} \quad T_1 \ll T_2$$

Quels que soient $\mathcal{A}_M$ et $\mathcal{A}_m$, il sera toujours possible de choisir t_2 assez grand pour que $\left[T-\bar{T}\right]_{t^{(i-)}}$ soit aussi petit qu'on veut.

Dans ces conditions, on peut considérer que l'indication $T_{(t^{(i-)})}$ est équivalente à celle de $\bar{T}_{(t^{(i-)})}$.

Dans le cas assez général où $\mathcal{A}(t)$ fluctue autour d'une valeur moyenne et lorsque le nombre des excitations établies depuis l'instant initial est assez grand, on peut considérer que $(T - \bar{T})_{(t^{(i-)})}$ a une valeur petite qui constitue un terme correctif constant et égal au plus à :

$$C = (T - \bar{T})_{(t^{(i-)})} = \frac{I^2 t_1}{\sigma \rho c S^2} \cdot \frac{e^{-\mathcal{A} t_2}}{1 - e^{-\mathcal{A} t_2}}$$

A partir de l'enregistrement de T(t), on peut alors obtenir avec une approximation suffisante la valeur de $[T-\bar{T}]_{(t^{(i)}+t_1)}$, à l'instant où cesse l'excitation, à condition que la durée t_1 soit assez courte pour qu'on puisse confondre $\bar{T}_{(t^{(i-)})}$ et $\bar{T}_{(t^{(i)}+t_1)}$:

$$(T-\bar{T})_{(t^{(i)}+t_1)} = \frac{I^2 t_1}{\sigma \rho c S^2}\left[1+\frac{e^{-\mathcal{A}t_2}}{1-e^{-\mathcal{A}t_2}}\right] = \frac{I^2 t_1}{\sigma \rho c S^2}\cdot\frac{1}{1-e^{-\mathcal{A}t_2}}$$

Dans tous les cas, et quelle que soit la valeur de t_2, on peut écrire au début de chaque retour à l'équilibre, aux instants $(t^{(i)}+t_1)^+$:

$$\left[\frac{d(T-\bar{T})}{dt}\right]_{(t^{(i)}+t_1)^+} = -\mathcal{A}_{(t^{(i)})}\cdot(T-\bar{T})_{(t^{(i)}+t_1)^+} = -\mathcal{A}_{(t^{(i)})}\cdot\left[\frac{I^2 t_1}{\sigma \rho c S^2}+C\right]$$

Dans la mesure où la correction C peut être considérée comme une constante, on peut écrire la proportionnalité entre $\mathcal{A}_{(t)}$ et

$$\frac{d}{dt}\left[T_{(t^{(i)}+t_1)^+}-\bar{T}_{(t^{(i)}+t_1)^+}\right] = \frac{d}{dt}\left[T_{(t^{(i)}+t_1)^+}-\bar{T}_{(t^{(i-)})}\right]$$
$$= \frac{d}{dt}\left[T_{(t^{(i)}+t_2)^+}-T_{(t^{(i-)})}\right]$$

Or la quantité $T_{(t^{(i)}+t_1)^+}-T_{(t^{(i-)})}$ est précisément l'indication du signal thermique aligné en début de refroidissement. Il suffira donc, pour obtenir l'indication des $\mathcal{A}_{(t^{(i)})}$, d'utiliser l'appareillage décrit au paragraphe 2.4.4.3 dans lequel la dérivation est appliquée au signal thermique après alignement. L'utilisation d'un quotient-mètre, effectuant le rapport de la dérivée, et du déséquilibre d'excitation $(T-\bar{T})_{(t^{(i)}+t_1)}$ fournit alors directement $\mathcal{A}_{(t^{(i)})}$, indépendamment des fluctuations éventuelles de gain de l'amplificateur : on mesure alors le rapport

$$\frac{\frac{d}{dt}\left[T_{(t^{(i)}+t_1)^+}-T_{(t^{(i)-})}\right]}{T_{(t^{(i)}+t_1)^+}-T_{(t^{(i)-})}} = -\mathcal{A}_{(t^{(i)})}\frac{1}{1-e^{-\mathcal{A}t_2}}$$

Les valeurs de $\mathcal{A}(t)$ étant ainsi déterminées "point par point", ainsi que les valeurs des $\bar{T}_{(t^{(i-)})}$, après correction éventuelle, on obtient alors par un calcul facile les valeurs de $T^*_{(t^{(i-)})}$. Il suffit de tirer par exemple T^* de l'équation différentielle définissant T. Ainsi

$$T^*_{(t)} = T_{(t)} + \frac{1}{\mathcal{A}_{(t)}}\frac{dT}{dt}$$

Sous la seule condition que t_2 soit assez grand, on voit que la méthode impulsionnelle fournit donc un procédé de mesure simultanée de α et de T^* dans un écoulement à propriétés variables, tel qu'un écoulement turbulent.

S'il s'agit par exemple d'une turbulence stationnaire, on peut obtenir, par échantillonnage une représentation statistique de l'écoulement. La précision de la méthode peut alors devenir grande, le terme correctif C devenant négligeable. C'est la durée t_1 qui limite alors les possibilités de réponse en fréquence : il faut admettre que $\bar{T}$ en particulier, ne varie pas de façon sensible pendant le temps t_1. Si on limite les fréquences étudiées à 2 kHz par exemple, et si on admet que t_1 doit être au plus égal au cinquantième de la période, on voit que les durées d'excitation doivent être inférieures à 10 μs. Avec une fréquence d'oscillation de 2 MHz par exemple on dispose de trains d'ondes de 20 périodes, ce qui est encore acceptable et correspond à peu près aux possibilités extrêmes de nos appareillages actuels.

En revanche, dans un écoulement fortement instationnaire tel que celui des tubes à choc, où la température initiale T_o est très éloignée de la température d'équilibre T^*, le terme correctif C peut être important, et ne peut être considéré comme une constante. Dans les écoulements de ce type, le fil s'échauffe constamment et, seules, ses extrémités massives restent à peu près isothermes. On conçoit que les effets de conduction longitudinale jouent un rôle important. On va voir qu'il en résulte une complication notable dans les calculs.

3.4.2 - Conduction longitudinale dans le cas d'une dissipation du type convectif

Lorsqu'on tient compte de la conduction longitudinale, le problème est celui de la barre, correspondant à l'équation aux dérivées partielles :

$$\lambda S \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = S \rho c \frac{\partial T}{\partial t} + P \alpha(t) \left(T - T^*(t)\right) - \frac{\varepsilon I^2}{\sigma S}$$

La solution $T(x,t)$ est obtenue pour la condition initiale $T_o(x)$. Comme dans la remarque précédente, on considérera l'évolution des températures $\bar{T}(x,t)$, à laquelle le fil est soumis en l'absence de toute excitation. $\bar{T}$ est donc solution de

$$\lambda S \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} = S \rho c \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + P \alpha(t) \left(\bar{T} - T^*(t)\right) .$$

On suppose que la condition initiale est toujours $\bar{T}(t=0) = T_0(x)$. Dans ces conditions, T-$\bar{T}$ répond à la condition initiale $(T-\bar{T})_{(t=0)} = 0$ et doit être solution de l'équation

$$\frac{\partial^2 (T-\bar{T})}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial (T-\bar{T})}{\partial t} + \frac{P\alpha(t)}{\lambda S}(T-\bar{T}) - \frac{\varepsilon I^2}{\sigma \lambda S^2}$$

où $a = \lambda/\rho c$ désigne la diffusivité thermique du fil.

Comme précédemment, la solution T-$\bar{T}$ ne fait pas intervenir la fonction inconnue $T^*(t)$.

Le terme en T-$\bar{T}$ ne dépendant que de t, et non de x , il est aisé d'effectuer un changement de fonction permettant de simplifier la forme de l'équation transformée. Pour cela, vérifions qu'il est possible de poser

$$T - \bar{T} = F(t) \cdot G(t, x)$$

en choisissant F(t) de façon que le terme en G n'apparaisse pas dans l'équation transformée. La substitution conduit à

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} - \left(\frac{P\alpha(t)}{\lambda S} + \frac{1}{a} \frac{dF}{F dt} \right) G + \frac{\varepsilon I^2}{\sigma \lambda S^2} \frac{1}{F(t)} - \frac{1}{a} \frac{\partial G}{\partial t} = 0$$

Le terme G disparait si

$$\frac{dF}{F} = \frac{P\alpha(t)}{S\rho c} dt = -\mathcal{A}(t)\, dt$$

soit, à une constante multiplicative près :

$$F = e^{-\int_0^t \mathcal{A}(t)\, dt}$$

On est donc amené à résoudre l'équation :

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\varepsilon I^2}{\sigma \lambda S^2} \exp \int_0^t \mathcal{A}(t)\, dt = 0$$

avec la condition initiale

$$G(t=0, x) = 0$$

Pour le fil de longueur 2ℓ , on supposera que la condition aux limites, en $x = \pm \ell$, correspond à $G(t, x = \pm \ell) = 0$ ce qui est compatible avec des extrémités massives, dont la température ne reste pas forcément constante mais ne dépend pas des conditions d'excitation , ce qui est le cas pratique : les températures d'extrémité sont généralement imposées par la conduction dans les supports et dépendent des $\bar{T}$, mais non de l'excitation.

Pour résoudre l'équation

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} - \frac{1}{a}\frac{\partial G}{\partial t} + K(t) = 0 \qquad \text{avec} \begin{cases} G(x, t=0) = 0 \\ G(x = \pm \ell, t) = 0 \end{cases}$$

on utilise le théroème de Duhamel :

Si $G(x,t,t')$ est la solution de l'équation précédente relative à la valeur $K(t')$ de $K(t)$, t' étant un paramètre, la solution de l'équation contenant $K(t)$ est donnée, avec la condition initiale nulle considérée, par :

$$G(x,t) = \int_0^t \frac{\partial}{\partial t} G(x, t-t', t')\, dt.$$

On est donc ramené au problème élémentaire de l'étude d'une excitation constante établie à partir de l'instant initial avec les conditions

$$K \equiv 0 \ , \ G \equiv 0 \quad \text{pour } t \leqslant 0 \ , \ K = K_0 \quad \text{pour } t \geqslant 0$$

Plutôt que de résoudre ce problème directement, il est plus simple de se ramener au cas du retour au repos thermique, en posant

$$G = H(x) + I(x,t)$$

$H(x)$ satisfait à

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + K_0 = 0 \quad , \quad H(\pm \ell) = 0$$

tandis que $I(x,t)$ est solution de

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} - \frac{1}{a}\frac{\partial I}{\partial t} = 0$$

avec

$$I(x, t=0) = -H(x)$$

$$I(x = \pm \ell, t) = 0 \quad \text{pour } t \geqslant 0$$

Pour H, la solution est évidente

$$H(x) = \frac{K_0}{2}(\ell^2 - x^2)$$

Pour $I(x,t)$, on peut définir des solutions à variables séparées de la forme $I(x,t) = L(x)M(t)$ satisfaisant à

$$\frac{1}{L}\frac{d^2 L}{dx^2} = \frac{1}{a}\frac{1}{M}\frac{dM}{dt} = -\omega_n^2$$

d'où $I(x,t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos \omega_n x \, e^{-a\omega_n^2 t}$ avec $\omega_n = (2n+1)\frac{\pi}{2}\frac{1}{\ell}$ (les termes en $\sin \omega_n x$ devant être tous nuls pour satisfaire à la parité des conditions aux limites).

Les coefficients A_n sont déterminés par la condition initiale

$$I(x, t=0) = -\frac{K_0}{r}(\ell^2 - x^2) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos \omega_n x$$

On les obtient en développant le profil parabolique de température sous la forme d'une série de Fourier, ne contenant que des termes en [cos] d'ordre impair. Dans la série cherchée, de forme $\sum_{p=0} A_p \cos p\omega t$ on fait donc l'identification

$$A_n = A_p \quad , \quad p = 2n+1 \quad , \quad \frac{2\pi}{\omega} = 2\ell \quad \text{d'où} \quad x = 2t$$

Il vient

$$A_n = -(-1)^n \frac{8K_0\ell^2}{(2n+1)^3\pi^3}$$

Par suite

$$G(x,t)_{(K_0)} = \frac{K_0}{2}(\ell^2 - x^2) - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n 8K_0\ell^2}{(2n+1)^3\pi^3} \cos(2n+1)\frac{\pi}{2}\frac{x}{\ell}\, e^{\frac{-a(2n+1)^2\pi^2 t}{4\ell^2}}$$

On en déduit

$$\left(\frac{\partial G}{\partial t}\right)_{(K_0)} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n 2aK_0}{(2n+1)\pi} \cos\frac{2n+1}{2}\frac{\pi x}{\ell}\, e^{-a(2n+1)^2\frac{\pi^2}{4}\frac{t}{\ell^2}}$$

et d'après le théorème de Duhamel

$$G(x,t) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{2a}{(2n+1)\pi} \cos\frac{2n+1}{2}\frac{\pi x}{\ell} \int_0^t K(t') \exp\left[-a(2n+1)^2\frac{\pi^2}{4}\frac{(t-t')}{\ell^2}\right] dt'$$

On en déduit

$$T - \bar{T} = \exp\left[-\int_0^t \mathcal{A}(t)\,dt\right] . G(t,x)$$

$$T - \bar{T} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n e^{-\int_0^t \mathcal{A}(t)\,dt} \frac{2a}{(2n+1)\pi} \cos\frac{2n+1}{2}\frac{\pi x}{\ell} \int_0^t \varepsilon(t')\frac{I^2}{\sigma\lambda S^2} \exp\int_0^t \mathcal{A}(t)\,dt' - \frac{a(2n+1)^2\pi^2(t-$$

soit

$$T - \bar{T} = \frac{2I^2}{\pi\sigma\rho c S^2} t_1 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \cos\frac{2n+1}{2}\frac{\pi x}{\ell} \sum_{t^k=0}^{t^k=t^i} \exp\left[-\frac{a(2n+1)^2}{4\ell^2}\pi^2(t-t^k)\right] + \int_{t^k}^{t} \frac{P\alpha(t)}{S\rho c}\,dt$$

Supposons que $\alpha(t)$ fluctue autour d'une valeur moyenne $\bar{\alpha}$ et que t_2 soit assez grand pour que $\exp -P\bar{\alpha}t_2/S\rho c$ soit petit devant 1.

On peut alors écrire, de façon approchée :

$$(T - \bar{T})_{(t^{(i)})} = \frac{2I^2}{\pi\sigma\rho c S^2} t_1 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \cos\frac{2n+1}{2}\frac{\pi x}{\ell} \sum_{k=0}^{k=i} e^{-k_n(t^{(i)} - t^{(k)})}$$

avec

$$k_n = a\frac{(2n+1)^2}{4\ell^2}\pi^2 + \frac{P\bar{\alpha}}{S\rho c}$$

Dans le cas du régime établi, ou i est suffisamment grand :

$$\sum_{k=1}^{k=i} e^{-k_n(t^{(i)} - t^{(k)})} = e^{-k_n t_2}/(1 - e^{-k_n t_2})$$

On pourra donc représenter $(T-\bar{T})_{(t_{(i-)}}$ par un développement limité à un petit nombre de termes, dès que $k_n t_2$ est assez grand.

Introduisons, comme données sans dimensions, le module de Fourier

$$\tau = \frac{a t_2}{l^2}$$

le nombre de Nusselt

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} D}{\lambda}$$

l'allongement

$$\Lambda = \frac{2l}{D}$$

On a

$$k_n t_2 = \tau \left[\frac{(2n+1)^2}{4} \pi^2 + \Lambda^2 . Nu \right]$$

Les profils de température et leur évolution, sont conservés lorsque le paramètre $\Lambda^2 Nu$ reste constant.

On pourra se contenter, dans le développement, d'un nombre de termes d'autant plus petit que τ est plus grand, et que $\Lambda^2 Nu$ est plus grand. Pour un fil de propriétés fixées, et de longueur donnée, le nombre de Fourier est fixé, et $\Lambda^2 Nu$ varie comme $\bar{\alpha} / D$.

Si ce rapport est maintenu constant, l'évolution thermique d'un fil reste la même et, par suite, l'étalonnage s'effectue dans les mêmes conditions.

Suivant les conditions de dissipation rencontrées, il conviendra donc de choisir des fils de diamètre adapté, pour que la "correction de pertes longitudinales" soit à peu près toujours la même.

On remarquera que les coefficients successifs diminuent très vite dans la série, par suite de la présence d'un terme en $(2n+1)^2$ dans l'exposant. La série est donc très convergente pour les grandes valeurs de t_2, c'est-à-dire pour les lois de "temps longs". On peut même la limiter au premier terme, en mesurant la température au point d'abscisse $x = \pm l/3$, pour lequel le 2ème terme du développement s'annule. Cette propriété, classiquement utilisée dans la méthode de Straneo , s'adapte ici particulièrement bien à l'utilisation de thermocouples dyssymétriques, la soudure étant placée au tiers de la longueur totale.

Dans les mesures de turbulence, on préférera cependant utiliser comme capteurs des fils très fins, dont on observe la variation de résistance.

Soit k_σ le coefficient de température :

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + k_\sigma T}$$

Avec R=R_0 pour T=o, on peut écrire, en appelant $R(T)$ et $R(\bar{T})^o$ les résistances correspondant aux profils de température T et $\bar{T}$:

$$\frac{R(T) - R(\bar{T})}{R_0 k_\sigma} = 2\int_0^\ell (T - \bar{T})\, d\left(\frac{x}{\ell}\right)$$

Il vient, pour $t = t^{(i)}$

$$\frac{\left[R(T) - R(\bar{T})\right]_{(t^{(i)})}}{R_0 k_\sigma} = \frac{8 I^2}{\pi^2 \sigma \rho c S^2}\, t_1 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2}\, \frac{e^{-k_n t_2}}{1 - e^{-k_n t_2}}$$

On peut représenter sur une figure les courbes donnant, en fonction de τ, les valeurs de la somme précédente relatives à diverses valeurs de $\Lambda^2 Nu$. Lorsqu'on s'est fixé, pour une expérience, une valeur de τ, on détermine par interpolation, sur le graphique, la courbe donnant $\sum$ en fonction de $\Lambda^2 Nu$. Cette dernière courbe sert désormais de courbe d'étalonnage, et fait correspondre les valeurs de $\bar{\alpha}$ aux ΔR. Plus exactement, lorsque $\bar{\alpha}$ est connu, on déduit ainsi la valeur de $R(\bar{T})$ de celle, mesurée, de $R(T)$.

On va voir maintenant comment on accède à cette mesure de $\bar{\alpha}$. Comme précédemment, on utilisera la dérivée $(dT/dt)_{(t^{(i)} + t_1)^+}$ au début de chaque phase de retour à l'équilibre. Il n'est donc pas possible de calculer cette dérivée à partir du développement en série de cos, trop peu convergent pour les lois de "temps courts". En revanche, l'utilisation des fonctions Θ conduit à une solution, non à variables séparées, mais dont la forme analytique est facile à utiliser pour les lois de "temps courts".

Pour cela, considérons l'instant $(t^{(i)}+t_1)^+$ de début d'un retour à l'équilibre, et les instants t qui le suivent immédiatement. Supposons les durées t_1 très courtes.

On a vu que

$$T - \bar{T} = F(t)\, G(t, x)$$

est solution de

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} - \frac{1}{a}\frac{\partial G}{\partial t} + \sum_{k=1}^{k=i} K_{(t^{(k)})}\, t_1\, \gamma'_{(t^{(k)})} = 0$$

avec $\gamma'_{(t^{(i)})}$ fonction impulsion de l'instant $t^{(i)}$, et

$$K_{(t^{(k)})} = \frac{T^2}{\sigma \lambda S^2}\, e^{\int_0^{t^{(k)}} \mathcal{A}(t)\, dt}$$

Considérons la solution T'-$\bar{T}$' de la même équation, dans laquelle la dernière impulsion d'excitation a été

supprimée. La fonction $F_{(t)}$ est la même dans $T-\bar{T}$ et dans $T'-\bar{T}'$. En revanche, G' est maintenant solution de

$$\frac{\partial^2 G'}{\partial x^2} - \frac{1}{a}\frac{\partial G'}{\partial t} + \sum_{k=i}^{k=i-1} K_{(t^{(k)})}\, t_1\, \mathcal{V}'_{(t^{(k)})} = 0$$

On posera $T-\bar{T} = (T'-\bar{T}')^{+} + \mathcal{C}$, ou $\mathcal{C}$ est toujours représentable avec la même fonction $F_{(t)}$, et avec une fonction $\mathcal{G}$ solution de

$$\frac{\partial^2 \mathcal{G}}{\partial x^2} - \frac{1}{a}\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} + K_{(t^{(i)})}\, t_1\, \mathcal{V}'_{(t^{(i)})} = 0$$

Si l'on suppose, comme précédemment, que les excitations n'affectent pas les conditions aux extrémités, on a toujours

$$\mathcal{G}(t, x = \pm l) = 0$$

D'autre part, on cherchera la solution $\mathcal{G}$ à partir de l'instant $t^{(i-)}$ avant lequel on a

$$\mathcal{G}(x, t < t^{(i-)}) = 0$$

On s'intéresse à la valeur de $\mathcal{G}$ entre les instants $(t^{(i)} + t_1)^{+}$ et $(t^{(i)}+t_1)^{+}+t_2$, en prenant la nouvelle origine des temps en $t^{(i)}$.

Pour résoudre l'équation précédente, prenons sa transformée de Laplace $\tilde{\mathcal{G}}(p)$:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathcal{G}}}{\partial x^2} - \frac{p}{a}\tilde{\mathcal{G}} + K_{(t^{(i)})}\, t_1 = 0$$

dont la solution est

$$\tilde{\mathcal{G}} = K_{(t^{(i)})}\, t_1 \frac{a}{p}\left[1 - \frac{\operatorname{ch}\sqrt{\frac{p}{a}}\, x}{\operatorname{ch}\sqrt{\frac{p}{a}}\, l}\right]$$

En développant $\operatorname{ch}\sqrt{\frac{p}{a}}\, l$ sous forme d'une somme géométrique d'exponentielles, il vient :

$$\tilde{\mathcal{G}} = K_{(t^{(i)})}\, t_1 \frac{a}{p}\left\{1 - \sum_{m=0}^{m=\infty}(-1)^m\left[e^{-\sqrt{\frac{p}{a}}\left[(2n+1)l - x\right]} + e^{-\sqrt{\frac{p}{a}}\left[-(2n+1)l - x\right]}\right]\right\}$$

L'intérêt de ce développement est de faire apparaître des transformées de la forme $e^{-\sqrt{p/a}\,y}/p$, dont l'original figure dans les tables, sous la forme de $\operatorname{erfc} y/2\sqrt{at}$. Il vient donc, pour $\mathcal{G}$

$$\mathcal{G} = K_{(t^{(i)})}\, t_1\, a\left\{1 - \sum_{m=0}^{m=\infty}(-1)^m\left[\operatorname{erfc}\frac{\left[(2n+1)l - x\right]}{2\sqrt{a(t-t^{(i)})}} + \operatorname{erfc}\frac{\left[(2n+1)l - x\right]}{2\sqrt{a(t-t^{(i)})}}\right]\right\}$$

Il en résulte

$$\mathcal{C} = K_{(t^{(i)})}\, t_1\, a\, e^{-\int_0^t \mathcal{A}(t)\,dt}\left\{1 - \sum_{m=0}^{m=\infty} \cdots\right\}$$

Par suite

$$\left(\frac{d\mathcal{C}}{dt}\right)_t = -\mathcal{A}(t)\,\mathcal{C}(t) + K_{(t^{(i)})}\, t_1\, a\, e^{-\int_0^t \mathcal{A}(t)dt}\,\frac{\partial}{\partial t}\left\{\sum_{m=0}^{m=\infty} \cdots\right\}_t$$

Comme $\operatorname{erfc} y = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_y^\infty e^{-y^2} dy \to 0$ quand $y \to \infty$, ce qui est le cas lorsque $t \to (t^{(i)} + t_1)^+$, on peut écrire que

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{(t^{(i)}+t_1)^+} - \left(\frac{dT}{dt}\right)_{(t^{(i)})} = \left(\frac{\partial \mathcal{T}}{\partial t}\right)_{t=(t^{(i)}+t_1)^+} = -\mathcal{A}(t)\,\mathcal{T}(t)$$

$$= -\mathcal{A}(t)\,K(t^{(i)})\,t_1\,a\,e^{\int_0^t \mathcal{A}\,dt} = -\mathcal{A}(t)\,K(t_1)\,a\,t_1$$

Ce dernier résultat montre que, comme il fallait s'y attendre, la dérivée au début du refroidissement n'est pas affectée par les effets de conduction longitudinale : Le fil se comporte donc comme s'il était de longueur infinie et c'est ce résultat, fondamental par sa simplicité, qui justifie le choix de notre méthode d'exploitation du signal dérivée.

En revanche, la méthode décrite au § 2.4.3.2 concernant les préaffichages de rapport d'amplitude, fait intervenir la conduction longitudinale. Pour un rapport A_1/A_2 fixe l'expression de $\mathcal{T}$ qui vient d'être donnée permet le calcul de corrections à effectuer.

Remarquons seulement ici que ce calcul de corrections s'impose quand on veut effectuer l'analyse détaillée d'un thermogramme. Ce cas se présente en particulier quand on opère coup par coup, et non en mode répétitif, comme c'est le cas lors d'une analyse d'écoulement très instationnaire tel que celui d'une soufflerie à choc. Pour utiliser notre méthode dans un écoulement de ce type, on alimentera le fil par son pont de Wheatstone, en permanence, de façon à le faire fonctionner, en fil "froid" ou en fil "chaud", à puissance constante ou à température constante, suivant l'anémomètre dont on dispose.

L'excitation impulsion, unique, est alors créée en cours de rafale à l'instant $t^{(i)}$, et ses résultats permettent la détermination de α à un instant donné, d'après la mesure de $\left(\frac{\partial \mathcal{T}}{\partial t}\right)_t = (t^{(i)} + t_1)^+$

Si le montage fonctionne, par exemple, en fil "froid", l'alimentation permanente du pont étant insuffisante pour échauffer le fil, celui-ci a, sauf au moment de l'impulsion, la répartition de température $\bar{T}$ précédente. Grâce à l'impulsion, $\alpha_{(t^{(i)})}$ est déterminé à un instant particulier. A l'instant $t^{(i-)}$ qui le précède, les mesures de $\bar{T}_{(t^{(i-)})}$ et $(\partial \bar{T}/\partial t)_{(t^{(i-)})}$ sur le thermogramme permettant, par report dans l'équation aux $\bar{T}$, la détermination de $T^*_{(t^{(i)})}$. En fait, on ne sait mesurer que la résistance du fil, et on sait que les $\bar{T}$ doivent être fortement affectés par la conduction longitudinale. Pour accéder à la mesure de T^*, il faut donc pouvoir calculer la solution de l'équation en $\bar{T}$,

en prenant T^* comme seule fonction inconnue. Dans un écoulement où $\alpha(t)$ a des variations bien continues, ou, au contraire, fluctue peu autour d'une valeur moyenne, quelques mesures de $\alpha(t)$ au moyen d'un petit nombre d'impulsions judicieusement espacées suffirait pour que, par interpolation, on puisse définir une fonction $\alpha(t)$ connue (de façon assez approchée pour être introduite comme donnée dans l'équation en T). La résolution de l'équation en T à partir de l'enregistrement "fil froid" est alors un problème classique et un programme convenable de machine à calculer permet de déduire $T^*(t)$ de $R(t)$, $\alpha(t)$ étant supposé connu.

3.4.3 - Fil infini dans un champ de conduction

L'utilisation de la méthode des excitations impulsionnelles est, comme on vient de le voir, particulièrement intéressante dans le cas des écoulements à température et vitesse variable, puisqu'elle permet la détermination simultanée de ces deux paramètres fondamentaux.

La même méthode s'applique également au cas des fluides immobiles : le champ thermique créé autour du capteur est alors dû à la conduction pure, et l'analyse des thermogrammes permet alors de déterminer la conductivité thermique du milieu étudié. Il est d'ailleurs indispensable d'avoir mesuré cette propriété du fluide immobile pour pouvoir ultérieurement, dans le cas d'un écoulement, déduire la mesure de vitesse de la mesure brute de α. En outre, si le diamètre du fil constituant le capteur est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen, ou si le capteur est noyé dans un matériau poreux à cellules très petites, la dissipation thermique dépend de la pression du fluide, par suite des effets de raréfaction.

Il est donc particulièrement important d'étudier l'échange thermique en régime transitoire, dans le cas d'un fil soumis à des impulsions d'excitation très brèves.

L'avantage de la méthode impulsionnelle réside alors essentiellement dans sa rapidité et sa grande précision de localisation : le domaine du champ thermique reste, dans les tout premiers instants suivant l'impulsion, étroitement limité autour du capteur. La mesure est immédiate et n'intéresse qu'une masse fluide très petite. Ainsi, il nous a été possible de vérifier, dans des liquides, que les résultats obtenus avec un même fil long de 4 mm, étaient les mêmes dans un milieu illimité, et à l'intérieur d'un tube de diamètre 0,6 mm dans lequel le fil était disposé axialement : Le volume de liquide nécessaire à la mesure est alors de l'ordre de 1mm3.

De même les résultats de mesure ne sont pas affectés par la proximité d'une surface libre, ou d'une paroi plane : il est possible d'effectuer les mêmes mesures qu'en milieu infini, avec un fil immergé de quelque dixièmes de mm seulement.

De plus, les quantités de chaleur évacuées dans le fluide à la suite d'une impulsion unique sont très faibles. Pour un fil de 4 mm de long, 0 02 mm de diamètre, le volume est de l'ordre de 10^{-3} mm3 et, pour un échauffement impulsionnel de 10°C, l'énergie calorifique n'excède pas 200 microjoules.

Dans un cylindre de 1mm entourant le fil, l'échauffement moyen du liquide n'excède pas 0,004°.

Un autre avantage de la méthode impulsionnelle, utilisant l'analyse de thermogramme dans les premiers instants du retour à l'équilibre, réside dans le fait qu'un fil, même court, se comporte alors comme s'il était de longueur infinie. Ce phénomène de tendance à l'unidimensionnalité a déjà été rencontré dans le cas d'un échange convectif, simplement proportionnel à une différence de températures. Il est encore plus marqué dans le cas de la conduction, où il y a proportionnalité entre les flux, et les gradients de température qui sont très importants dans les premiers instants du retour à l'équilibre.

Naturellement, les lois d'échange que nous allons désormais analyser pour un fil infini en régime de conduction pure ne restent pas valables dans le cas de la dissipation à l'intérieur d'un gaz raréfié : en effet, si le nombre de Knudsen relatif au diamètre du fil est de l'ordre de 1, le régime étant du type "moléculaire libre", la dissipation du fil est proportionnelle à la différence des températures du fil et du fluide au loin, avec un coefficient proportionnel au coefficient d'accommodation thermique, et à la masse volumique du fluide (c'est-à-dire au nombre d'impacts moléculaires dans l'unité du temps).

Dans les régimes intermédiaires et de glissement, le processus d'échange devient théoriquement très compliqué, et nous considérons ici seulement les deux cas limites de la conduction pure, et du régime moléculaire libre, qui est du type "radiatif" ou "convectif" étudié déja au § précédent : dans ce cas les échanges étant très faibles, la conduction longitudinale joue très tôt un rôle prédominant.

Au contraire, le régime de conduction pure peut être presque toujours (surtout dans les liquides) considéré comme unidimensionnel. Son étude détaillée conduit, même dans ce cas géométriquement très simple, à une complication notable des calculs numériques :

Supposons que r_o désigne le rayon du fil dont les propriétés sont définies par ρ' et c', tandis que celles du fluide sont désignées par ρ, c, λ, et $a = \lambda/\rho c$

On doit résoudre, dans le fluide supposé illimité :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad \text{pour} \quad r \geq r_o \ , \ t > 0$$

La condition aux limites exprime le bilan thermique du fil (dont les sections droites sont supposées isothermes

$$2\pi r_o \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=r_o} = \pi r_o^2 \rho' c' \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{r=r_o}$$

On admet que le milieu est initialement à température uniforme $T_{(r,\, t=0)} = 0$ tandis que le fil est, immédiatement après l'impulsion d'excitation (instant initial), porté à température uniforme T_o

$$T(r=r_o \ , \ t=0) = T_o$$

Les transformées de Laplace de l'équation aux dérivées partielles, et de la condition aux limites, s'écrivent:

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} - \frac{p}{a}\tilde{T} = 0$$

$$-2\lambda \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial r}\right)_{(r=r_o)} + r_o \rho' c' (p\tilde{T} - T_o)_{(r=r_o)} = 0$$

L'équation transformée est une équation de Bessel modifiée d'ordre zéro qui admet pour solutions $I_o(r\sqrt{p/a})$ et $K_o(r\sqrt{p/a})$. Seule la solution K_o, qui tend vers zéro quand r tend vers l'infini, est admissible physiquement. On a donc

$$\tilde{T} = A K_o\left(r\sqrt{\frac{p}{a}}\right)$$

En portant cette solution dans la condition aux limites, et en tenant compte de $K_o'(x) = -K_1(x)$ il vient :

$$2\lambda A \sqrt{\frac{p}{a}}\, K_1\left(r_o\sqrt{\frac{p}{a}}\right) + r_o \rho' c' \left[p A K_o\left(r_o\sqrt{\frac{p}{a}}\right) - T_o\right] = 0$$

et par suite :

$$\frac{\tilde{T}}{T_o} = \left(\frac{r_o}{a}\right)^2 \frac{K_o\left(r\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}{r_o\sqrt{\frac{p}{a}}\left[r_o\sqrt{\frac{p}{a}}\, K_o\left(r_o\sqrt{\frac{p}{a}}\right) + \frac{2\rho c}{\rho' c'} K_1\left(r_o\sqrt{\frac{p}{a}}\right)\right]}$$

En posant $\sqrt{p/a} = i\nu/r_o$ (avec $i = e^{i\pi/2}$), il vient par inversion, avec $V = \nu r_o$:

$$\frac{T}{T_o} = \frac{2}{\pi}\int_o^\infty \frac{e^{-\frac{a t}{r_o^2}\nu^2}\left\{J_o\left(\nu\frac{r}{r_o}\right)\left[\nu Y_o(\nu) - \frac{2\rho c}{\rho' c'} Y_1(\nu)\right] - Y_o\left(\nu\frac{r}{r_o}\right)\left[\nu J_o(\nu) - \frac{2\rho c}{\rho' c'} J_1(\nu)\right]\right\} d\nu}{\left[\nu J_o(\nu) - \frac{2\rho c}{\rho' c'} J_1(\nu)\right]^2 + \left[\nu Y_o(\nu) - \frac{2\rho c}{\rho' c'} Y_1(\nu)\right]^2}$$

En tenant compte des relations classiques

$$Y_0'(v) = -Y_1(v) \quad \text{et} \quad J_0'(v) = -J_1(v)$$

on peut simplifier l'expression de T/T_0 relative à $r \leqslant r_0$. La température du fil est alors exprimée par :

$$\frac{T(r_0)}{T_0} = \frac{8}{\pi^2}\frac{\rho c}{\rho' c'}\int_0^\infty \frac{e^{-\frac{at}{r_0^2}v^2}\,dv}{v\left\{\left[vJ_0(v_0) - \frac{2\rho c}{\rho' c'}J_1(v_0)\right]^2 + \left[vY_0(v_0) - \frac{2\rho c}{\rho' c'}Y_1(v_0)\right]^2\right\}}$$

Cette expression, et la précédente, définissent le champ des températures, et l'évolution des températures du fil. Nous donnons ci-dessous (fig.3.24) un diagramme indiquant les valeurs de $T(r_0)/T_0$ en fonction de at/r_0^2, pour différentes valeurs de $\rho c/\rho' c'$.

Nous avons également représenté, pour différentes valeurs de $T(r_0)/T_0$, les courbes donnant at/r_0^2 en fonction de $\rho c/\rho' c'$. Pour deux valeurs différentes du rapport $T(r_0)/T_0$, soient T_1/T_0 et T_2/T_0, les temps t_1 et t_2 correspondants sont entre eux dans un rapport qui ne dépend que de $\rho c/\rho' c'$. Nous avons donné la courbe correspondant à $T_1/T_0 = 0.5$ et $T_2/T_0 = 0{,}2$ (fig.3.25).

L'appareillage décrit au & 2.4.3.2 et qui fonctionne par préaffichage d'amplitude permet, au moyen d'un double préaffichage A_1/A_0 et A_2/A_0 de déterminer le rapport t_1/t_2 d'après une seule expérience impulsionnelle et, par suite, d'accéder à la mesure immédiate de $\rho c/\rho' c'$ par l'intermédiaire de mesures de temps uniquement.

Cette méthode est assez peu précise, mais elle a l'avantage de fournir une donnée calorimétrique instantanément.

Une fois connue la valeur de ρc, la valeur de at_1/r_0^2 par exemple, relative au rapport T_1/T_0, permet la détermination de $\lambda = a\rho c$. On dispose ainsi d'un procédé de mesure de toutes les propriétés thermiques, à partir d'une seule expérience.

La méthode précédente a été appliquée dans les liquides, avec des résultats de précision 5% environ sur λ et ρc. Il faut disposer de fils de grand allongement. De préférence, nous nous servons des thermocouples dont, seule, l'indication de température de la soudure centrale est utilisée, ce qui introduit une erreur d'effets d'extrémité beaucoup plus faible qu'une mesure de résistance moyenne d'un fil chauffé. La méthode des préaffichages de valeurs T_2/T_0 petites, correspondant à des lois de "temps longs", a l'inconvénient de faire apparaître une importance notable des effets d'extrémités, et, comme précédemment, il peut paraître préférable, plutôt que d'introduire des calculs de correction compliqués, d'utiliser autant que possible les lois de "temps courts" et, en particulier, la mesure

de la dérivée au début du retour à l'équilibre. Toutefois, les méthodes de "temps courts", si pratiques en cas de dissipation de type convectif, semblent assez peu intéressantes dans le cas de la conduction : en effet, elles ne permettant que la détermination de $\lambda/\rho c$, λ devant être déterminé grâce à une loi complémentaire de "temps longs" (par exemple, par une expérience de régime quasi permanent effectuée avec la méthode du § 3.2). En outre, la dissipation de conduction dans les liquides est très importante, et correspond à des dérivées initiales très grandes qu'il est difficile de mesurer avec précision. Dans les gaz, en revanche, il semble que la loi de refroidissement initial s'écarte de la théorie, ce qui se conçoit a priori par l'intervention d'effets de raréfaction.

Il importe cependant d'évaluer les résultats que peuvent fournir les lois de "temps courts", en raison de leur caractère strictement unidimensionnel.

Pour obtenir un développement limité satisfaisant des lois de "temps courts", nous utiliserons un développement, suivant les puissances de $r\sqrt{p/a}$, de l'équation transformée de Laplace. Pour cela, nous utiliserons l'expression classique :

$$K_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}}\, e^{-x}\left[1 + \frac{4n^2-1}{8x} + \frac{(4n^2-1)(4n^2-9)}{128\,x^2} + o\left(\frac{1}{x^3}\right)\right.$$

D'où, en portant dans $\tilde{T}/T_0$:

$$\frac{\tilde{T}}{T_0} = \sqrt{\frac{r_0}{r}}\,\frac{1}{p}\, e^{-\sqrt{\frac{p}{a}}(r-r_0)}\left\{1 + \left(-\frac{1}{8r} + \frac{1}{8r_0} - \frac{2\rho c}{\rho' c' r_0}\right)\frac{1}{\sqrt{p/a}}\right.$$

$$\left. + \left[\frac{9}{128}\,\frac{1}{r^2} + \frac{1}{8}\left(\frac{2\rho c}{\rho' c'} - \frac{1}{8}\right)\frac{1}{r r_0} + \left(\frac{2\rho c}{\rho' c'} - \frac{1}{8}\right)^2 \frac{1}{r_0^2} - \left(\frac{9}{128} + \frac{3}{4}\,\frac{\rho c}{\rho' c'}\right)\frac{1}{r_0^2}\right]\frac{1}{p/a} + \cdots\right\}$$

En revenant aux originaux, il vient :

$$\sqrt{\frac{r}{r_0}}\,\frac{T}{T_0} = \operatorname{erfc}\frac{(r-r_0)}{2\sqrt{at}} + \left(-\frac{1}{8r} + \frac{1}{8r_0} - \frac{2\rho c}{\rho' c' r_0}\right)\left[2\sqrt{\frac{at}{\pi}}\, e^{-(r-r_0)^2/4at} - (r-r_0)\operatorname{erfc}\frac{(r-r_0)}{2\sqrt{at}}\right]$$

$$+ \left[\frac{9}{128}\,\frac{1}{r^2} + \frac{1}{8}\left(\frac{2\rho c}{\rho' c'} - \frac{1}{8}\right)\frac{1}{r r_0} + \left(\frac{2\rho c}{\rho' c'} - \frac{1}{8}\right)^2 \frac{1}{r_0^2} - \left(\frac{9}{128} + \frac{3}{4}\,\frac{\rho c}{\rho' c'}\right)\frac{1}{r_0^2}\right]$$

$$\cdot\, a\left[\left(t + \frac{(r-r_0)^2}{2a}\right)\operatorname{erfc}\frac{(r-r_0)}{2\sqrt{at}} - (r-r_0)\sqrt{\frac{t}{\pi a}}\, e^{-(r-r_0)^2/4at}\right] + \cdots$$

Lorsque $r = r_0$, c'est-à-dire sur le fil lui-même, cette expression se simplifie et devient :

$$\frac{T(r_0)}{T_0} = 1 - \frac{2\rho c}{\rho' c'}\,\frac{1}{r_0}\,2\sqrt{\frac{at}{\pi}} + \left[\left(\frac{2\rho c}{\rho' c'}\right)^2 - \frac{\rho c}{\rho' c'}\right]\frac{at}{r_0^2} + \cdots$$

Le premier terme, en $\sqrt{t}$, donne une dérivée initiale infinie, ce qui condamne a priori la méthode de mesure correspondante. Ce terme se retrouve dans le développement de $T(r_o)/T_o$ obtenu pour un problème plan, de mur semi-infini, dont la surface est en contact avec une masse donnée M d'un milieu parfaitement conducteur, par unité de surface :

$$\frac{T(x=0)}{T_0} = \exp\left[\frac{\rho c}{Mc'}x + \left(\frac{\rho c}{Mc'}\right)^2 at\right] \operatorname{erfc}\left\{\frac{x}{2\sqrt{at}} + \frac{\rho c}{Mc'}\sqrt{at}\right\}$$

La correspondance entre le problème plan et le problème cylindrique s'établit pour

$$M = \frac{\pi r_o^2}{2\pi r} = \frac{r_o}{r}$$

soit, en développant le terme en erfc pour $x = o$:

$$\frac{T(x=0)}{T_0} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\rho c}{\rho' c'}\frac{2}{r_o}\frac{\rho c}{\rho' c'}\sqrt{at} + \ldots\ldots$$

En fait, on ne mesure jamais de dérivée initiale infinie ou même très grande, en raison de l'imperfection des appareillages de mesure, d'une part, et, d'autre part, en raison du fait que les hypothèses d'un fil parfaitement conducteur, et à température initiale T_o uniforme, sont inexactes.

Pour effectuer une étude complète du phènomène de "temps courts", il faudrait tenir compte de la durée t_i de l'impulsion, et de la conduction radiale dans le fil, ce qui, à notre avis, introduit des complications de calcul dépourvues d'intérêt, puisque ces nouvelles hypothèses, indispensables pour les temps courts, sont inutiles dans le cas d'utilisation de la méthode des préaffichages que nous avons préconisée.

Sans développer davantage les calculs de conduction thermique, nous nous bornerons donc à noter l'extrême prudence qu'il convient de manifester dans l'interprétation des résultats expérimentaux dans ce domaine, en raison de la difficulté d'une "stylisation" satisfaisante, déjà mentionnée par les auteurs ayant utilisé la méthode dite du "Touchau".

Quant à la validité de l'hypothèse du fil "infiniment conducteur", elle est justifiable, pour les durées utilisées, d'après le calcul pratique de la "longueur de pénétration" : le fil étant supposé porté initialement à la température T_o (ce qui est d'ailleurs inexact), est entouré d'un milieu dont la température est supposée constamment égale à T = o (cette dernière hypothèse, très inexacte, n'est adoptée ici que pour donner un ordre de grandeur à la longueur de pénétration cherchée).

On sait alors que la température au centre du fil s'exprime par un développement valable pour les temps courts, dont le premier terme est :

$$T_o\left[1 - \frac{r_o}{\sqrt{\pi a t}}\, e^{-r_o^2/8at}\, K_{1/4}\left(\frac{r_o^2}{8at}\right)\right] + \cdots$$

Dans cette expression, $K_{1/4}$ admet le développement, valable pour les petites valeurs de t :

$$K_{1/4}\left(\frac{r_o^2}{8at}\right) = 2\sqrt{\frac{\pi a t}{r_o}}\, e^{-r_o^2/8at}\left[1 + \frac{\frac{1}{4}-1}{8r_o^2}\, 8at + \cdots\right]$$

d'où

$$\frac{T}{T_o} \# 1 - 2\, e^{-r_o^2/8at}$$

$$\frac{\Delta T}{T_o} \# 2\, e^{-r_o^2/8at}$$

3.4.4 - Exemples d'utilisation

Les appareillages utilisant des excitations brèves, et exploitant les lois de "temps courts", ont été principalement adaptés à l'anémométrie des très basses vitesses. Dans ce domaine, les dispositifs à impulsions fournissent des résultats intéressants, tandis que les anémomètres classiques, à puissance constante ou à résistance constante, cessent de donner satisfaction, en raison de la convection naturelle qui se manifeste inévitablement lors d'un chauffage permanent des fils.

Au lieu d'un "sillage" de convection naturelle, l'anémomètre à impulsion crée un "noyau" chaud, très localisé, et très éphémère, dont l'évanouissement rapide est conditionné par la diffusivité thermique élevée du gaz.

Si on observe, à l'interféromètre, l'évolution, au cours du temps, des champs thermiques transitoires créés dans l'air immobile, on constate que, pendant les premiers instants qui suivent l'impulsion, les isothermes restent constamment d'allure symétrique, sous forme de cylindres circulaires ayant pratiquement leur axe confondu avec le fil : la mise en mouvement du "noyau" d'air chaud n'est pas instantanée.

Dans ces conditions, si un écoulement à très faible vitesse est créé autour du fil, une dyssymétrie du champ thermique apparait dès les premiers instants du refroidissement, et la dissipation calorifique du fil est modifiée.

Toutefois, lors du début du refroidissement, les vitesses de déplacement des isothermes dues à la diffusion thermique, sont beaucoup plus élevées que la vitesse moyenne de l'écoulement établi, en sorte que la sensibilité

du système est forcément d'autant plus limitée qu'on s'intéresse davantage aux "lois de temps courts".

Nous avons constaté, en effet, dans des écoulements à très basse vitesse, qu'il était préférable de caractériser le refroidissement par la méthode du rapport d'amplitudes, exposée au § 1.4.4, plutôt que par la méthode de la dérivée initiale exposée au § 2.4.4.1. La forme générale du thermogramme de refroidissement s'écarte alors nettement de l'exponentielle caractéristique de la convection pure, et s'apparente au contraire assez étroitement à la loi de conduction étudiée au § 3.4.3.

Grâce au choix d'un rapport d'amplitude optimal, obtenu empiriquement, il nous a été possible de mesurer des vitesses d'écoulement très petites, et le problème expérimental a surtout consisté à obtenir des écoulements à très faible vitesse, dans un canal d'étalonnage spécialement conçu.

Nous avons, a cet effet, utilisé un tube horizontal, en plexiglas, dans lequel un écoulement de Poiseuille, aussi régulier que possible, a été établi : le tube est raccordé à une chambre de tranquillisation annulaire, munie de grillages et de chicanes.

De grandes précautions sont prises pour puiser de l'air à une pression constante, et pour l'aspirer sans créer de fluctuation au moyen d'une trompe à eau reliée au tube par plusieurs réservoirs tampons et pertes de charge successives.

Le tube, soigneusement calorifugé, est placé dans un sous-sol où les conditions climatiques sont bien constantes, et, grâce à une double chemise d'eau circulant régulièrement, l'ensemble peut être thermostaté à 0,01°C près.

Ainsi, on obtient dans le tube un profil de vitesse à peu près parabolique, et une mesure de débit (par rotamètre de précision), permet d'accéder à une estimation correcte de la vitesse sur l'axe dans la région de régime établi.

Malgré toutes ces précautions, nous avons enregistré des fluctuations lentes dès que la vitesse sur l'axe devient inférieure à 5 mm/s.

Aussi, le même tube a été équipé d'un haut-parleur, afin d'être utilisé en tube de Kundt : à la résonance en quart d'onde, on peut ainsi obtenir un ébranlement acoustique stable, autour d'une vitesse moyenne rigoureusement nulle. Dans ces conditions, il nous a été possible de mesurer les vitesses acoustiques, et, simultanément, les variations périodiques de la température. Il suffit pour cela d'effectuer les échantillonnages en choisissant une fréquence de récurrence très voisine d'un sous-multiple de la fréquence acoustique.

La figure 3.26 représente un oscillogramme obtenu avec une fréquence acoustique de 27 Hz, et une fréquence d'échantillonnage très voisine de 3 Hz. Les courbes sont, en fait, formées par de nombreux points de mesure très faiblement déphasés successivement : il s'agit d'une "stroboscopie", permettant une analyse fine, à très basse fréquence, du profil de l'onde acoustique.

La courbe A représente l'évolution des températures (l'amplitude étant de l'ordre de 0,05°C).

La courbe B donne l'indication des vitesses, augmentée de l'indication précédente des températures. Si la courbe A est soustraite de B, la courbe différence, donnant l'indication du module de la vitesse, a très approximativement l'allure d'une sinusoïde après redressement, et la présence de points anguleux, correspondant aux noeuds de vitesse, montre que l'appareillage répond, sans ambiguité, à des caractérisations de vitesse très petites, sans "seuil" appréciable.

La comparaison du signal de vitessesacoustiques, au voisinage de l'amplitude maximale, avec la réponse à un écoulement permanent établi dans le même tube, permet l'étalonnage : l'amplitude maximale correspond à 4 cm/s environ.

L'exploitation du signal de vitesse acoustique, supposé sinusoïdal, permet alors de définir l'étalonnage pour des vitesses très faibles qui n'auraient pu être obtenues avec précision dans l'écoulement permanent.

Il nous a été ainsi possible de détecter la différence entre l'air au repos et l'air en mouvement à 0,5 mm/s.

Il a été également possible de mesurer, de façon reproductible et fidèle, des vitesses de 1 cm/s à 1% près.

Signalons également la sensibilité élevée du dispositif en tant que thermomètre : il est aisé d'apprécier des échauffements de 0,001°C. Notons aussi que la durée nécessaire pour l'obtention d'un "point de température" et du "point de vitesse associé varie entre 50 μs et 5 ms, suivant le diamètre du fil utilisé; on peut, véritablement, parler de mesures instantanées, simultanées et localisées (le capteur est un fil de diamètre 2 à 20 μ, de longueur 2 à 10 mm).

Ces qualités de l'appareillage à impulsion sont, en revanche, associées à un temps de réponse médiocre, puisque la fréquence d'échantillonnage ne peut guère dépasser quelques centaines d'Hz dans l'air à faible vitesse. On peut donc considérer qu'il s'agit d'un handicap dans les études de turbulence rapide. Toutefois, la

possibilité d'effectuer un échantillonnage direct et, par suite, une stroboscopie, peut être considérée comme un avantage notable quand il s'agit d'étudier des phénomènes périodiques ou pseudo-péridodiques : ainsi, la figure 3.27 présente, comme la précédente, un oscillogramme stroboscopique d'ébranlement acoustique, dans le cas d'une excitation en signaux carrés dans le tube de Kundt non réglé à la résonance. On distingue nettement les détails de la forme d'onde, et il semble difficile d'admettre que l'hypothèse d'évolution isentropique soit vérifiée, compte tenu de l'allure du profil de température. On voit que notre moyen d'étude simultanée des vitesses et des températures peut être précieux lorsqu'il s'agit d'analyser des configurations d'écoulement irréversibles et, en particulier, la structure fine des chocs.

4.- CONCLUSIONS GENERALES

D'après les rares exemples d'application que nous avons seulement voulu suggérer dans ce travail, il est aisé de voir que des domaines de mesure étendus sont accessibles aux méthodes impulsionnelles que nous développons. Notre but n'était pas de décrire des cas particuliers nombreux ou trop précis, mais plutôt de présenter quelques caractères originaux, systématiquement mis en oeuvre dans une famille d'appareillages procédant tous des mêmes principes, que nous résumons ici :

1) Des échantillonnages sont effectués en répétant automatiquement un même processus de perturbation.

2) Ce processus est supposé complet : partant d'un état d'équilibre, il atteint de nouveau l'état d'équilibre avant d'être répété. Le milieu en expérience doit donc permettre la dissipation de l'énergie de perturbation.

3) La perturbation étant apportée sous forme d'impulsion calorifique, le capteur est "sensibilisé" pendant un temps bref, ainsi que son voisinage proche : la localisation est donc assurée dans le temps et dans l'espace : de ce fait, les dérives sont minimisées.

4) Le capteur jouant un rôle "actif", permet l'étude des propriétés "évolutives" du milieu qui l'entoure : (vitesse, conductivité thermique...). Il agit aussi, et presqu'en même temps, comme un élément "passif" indiquant ses caractéristiques à l'état d'équilibre (température)

5) Les indications, généralement multiples et obtenues quasi-simultanément, sont mémorisées sur plusieurs voies de mesure, entre deux impulsions successives. L'appareillage se prête donc bien aux opérations de télémesure ou de digitalisation.

6) Grâce à un affichage de rapports d'amplitudes, ou à une compensation appliquée avant amplification, l'influence des dérives de gain est minimisée.

7) Les capteurs, seuls, doivent être spécialement adaptés à des utilisations particulières ; les appareillages eux-mêmes sont généralement composés de blocs fonctionnels interchangeables; assurant la "flexibilité" et la polyvalence.

8) De par leur simplicité géométrique, et grâce à leur mode d'utilisation en impulsions, les capteurs fonctionnent généralement dans des conditions accessibles au calcul : la conception même des appareillages, et leur adaptation, est étroitement liée à l'estimation des performances optimales des capteurs.

Dans le seul domaine des mesures thermiques dans les fluides, de multiples appareillages, plus ou moins diversifiés, se prêtent à l'utilisation des principes de base qui viennent d'être énoncés ; conductimètre, catharomètres, anémomètres, débitmètres, manomètres basse pression etc...

Au lieu d'étudier séparément ces divers types d'appareils de mesure et leurs applications éventuelles, il nous paraît préférable de poursuivre ce travail en approfondissant le fonctionnement des différents éléments constitutifs que ces divers appareillages possèderont en commun, de façon à définir une optimalisation théorique.

En même temps, il nous semble opportun de tirer parti des progrès récents en matière d'échantillonnage, multiplexage, et acquisition des résultats de façon à concevoir désormais des systèmes de mesures utilisant les appareils précédents en tant qu'organes périphériques d'ordinateurs : il est évident que de nombreuses voies de mesures peuvent, par un jeu convenable de commutations rapides, être alimentées à partir d'une même logique, et d'un seul générateur d'impulsions qui, fournissant des puissances de crête élevées, aurait cependant une consommation moyenne très faible. Ce dernier aspect pourrait présenter un certain intérêt vis-à-vis de la conception de centrales de mesures spatiales.

Enfin, dans un domaine plus modeste, mais plus étroitement apparenté à la recherche fondamentale en Mécanique des Fluides, il nous semble que deux études méritent d'être entreprises :

- d'une part, la mesure simultanée, par échantillonnage, de vitesses et de températures instantanées en un même point est un fait expérimental qui paraît original et doit donner lieu à des études théoriques concernant la structure des écoulements turbulents,

- d'autre part, nous remarquerons qu'à basse température, et sous pression réduite, on peut envisager des durées d'impulsions calorifiques, et des constantes de temps de refroidissement de fils très fins, qui deviennent du même ordre de grandeur que la durée d'un parcours moléculaire entre collisions successives. Peut-être y a-t-il là une possibilité très directe d'étudier le mécanisme même des collisions.

BIBLIOGRAPHIE

H.S CARSLAW, J.C. JAEGER - Conduction of heat in solids.
(Clarendon Press, Oxford 1959)

R.W LADENBURG, B. LEWIS, R.N PEASE, H.S TAYLOR - Physical measurements in gas dynamics and combustion.
(Princeton University Press, 1954)

J. HAPPEL, H. BRENNER - Low Reynolds number hydrodynamics.
(Prentice Hall 1965)

A.F. IOFFE, L.S. STILBANS, E.K. IORDANICHVILI, T.S. STAVITSKAIA - Le refroidissement thermoélectrique.
(Gauthier Villars Eyrolles, 1958)

P. VERNOTTE - Thermocinétique.
(Publications Scientifiques du Ministère de l'Air n°224, 1949)

M. JAKOB - Heat transfer.
(J. Wiley, 1949)

G.P. KATYS - Continuous measurement of unsteacy flow.
(Pergamon Press, 1964)

P. THUREAU - Etude d'une méthode de mesure des températures utilisant la sensibilité thermique des couleurs de fluorescence.
(Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques, Paris 1955)

J. GOSSE - Etude de la convection par les fils aux faibles nombres de Reynolds.
(Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques, Poitiers 1965)

J. MARTINET - Analogies électriques et transports de chaleur en régime transitoire.
(Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques, Paris 1960)

P. SALE - Mesure de la conductivité thermique des liquides par la méthode du fil chauffant en régime variable.
(Thèse de Doctorat ès Sciences Appliquées, Paris 1967)

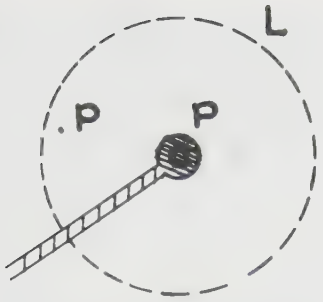


Fig. 1.1

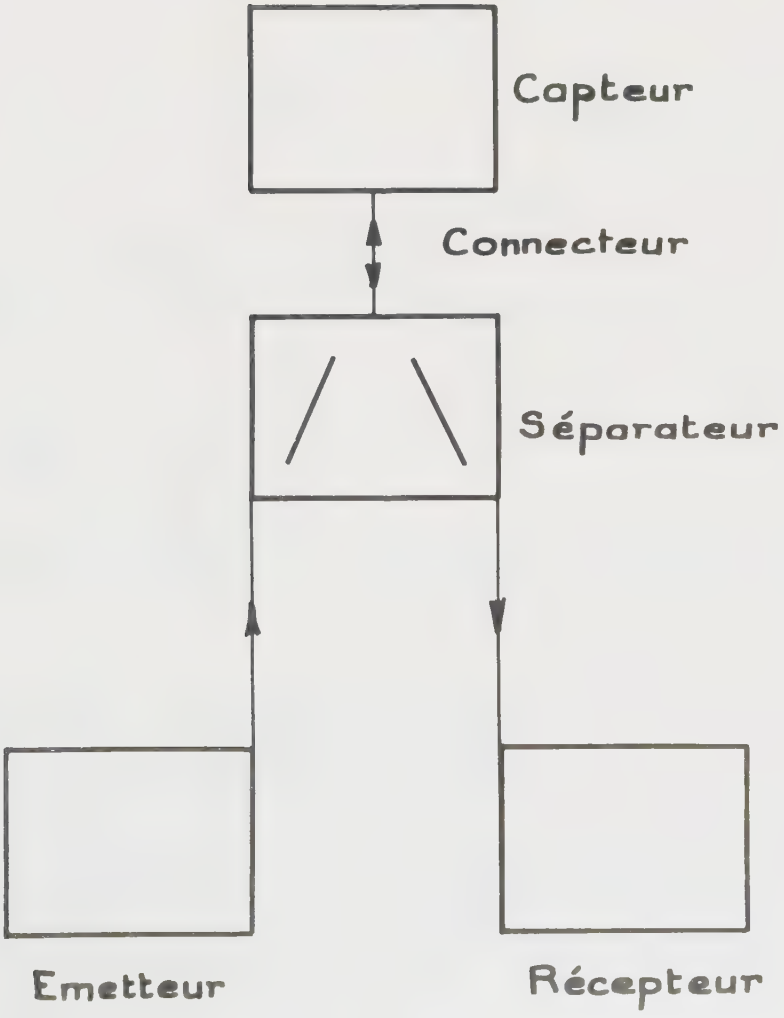


Fig. 1.2

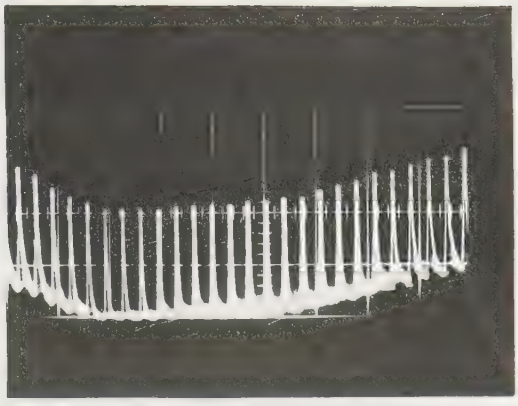
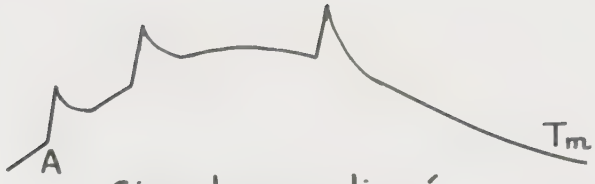


Fig. 1.3



Signal non aligné

(pour la mesure de T_m en capteur passif)

Signal aligné

(pour l'analyse de la dissipation, en capteur actif)

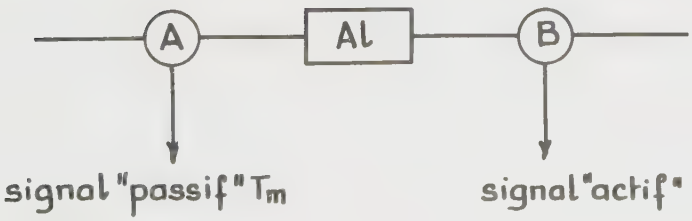


Fig. 1.4

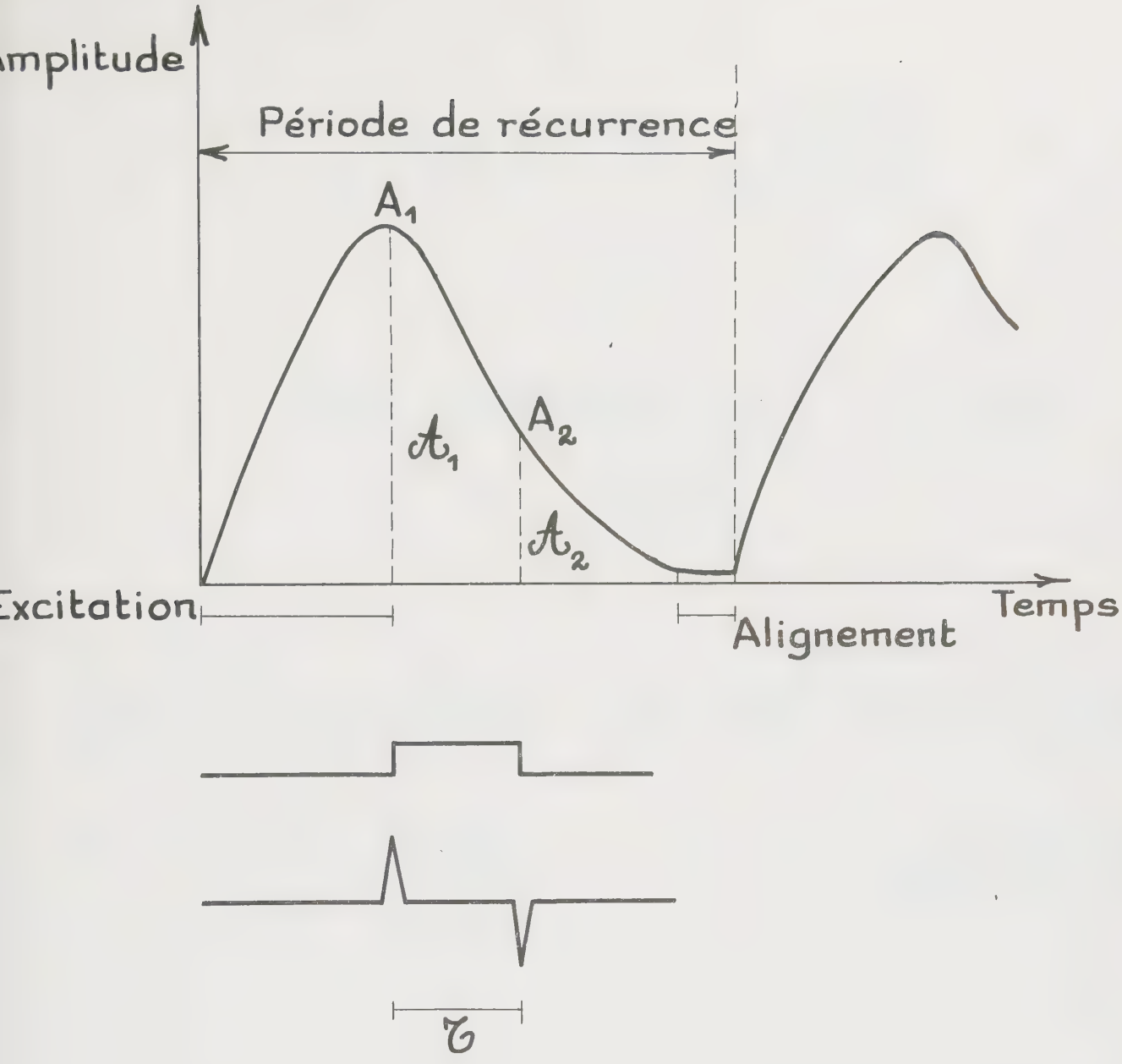

Amplitude
Période de récurrence
A1
A2
a1
a2
Excitation
Temps
Alignement
τ

Fig. 1. 5

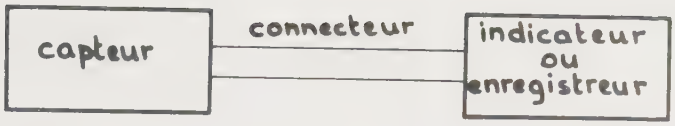
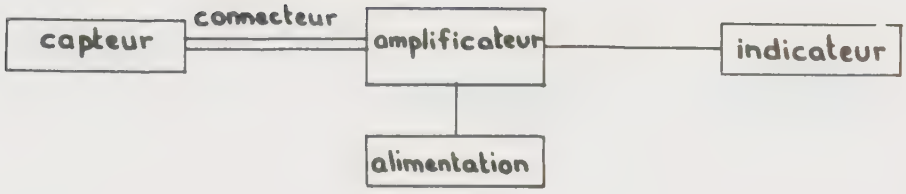


Fig. 2.1



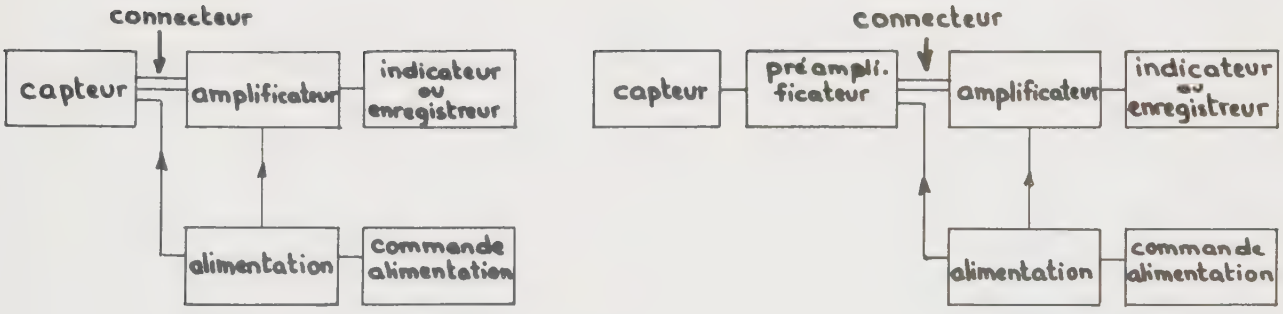


Fig 2.2

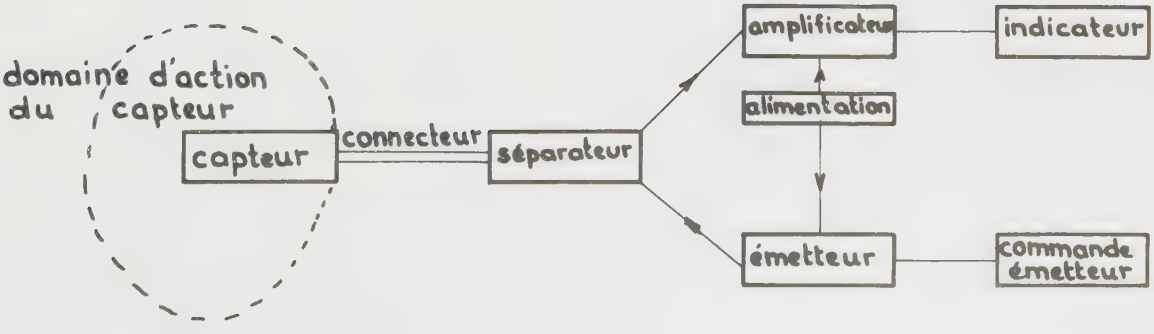


Fig. 2.3

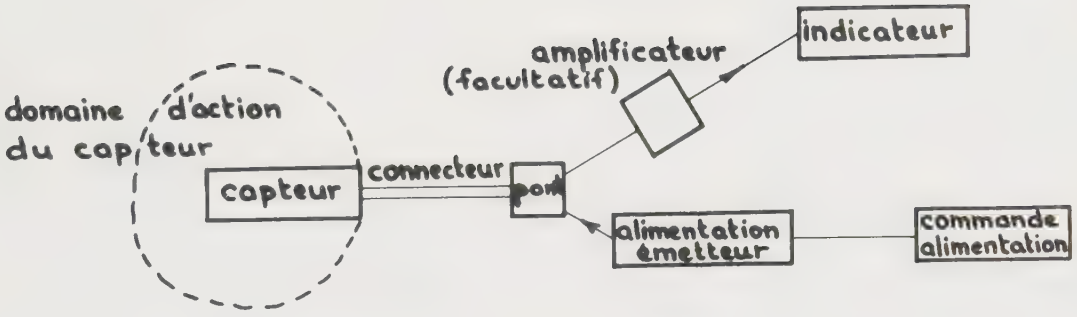

domaine d'action
du capteur
capteur
connecteur
port
amplificateur
(facultatif)
indicateur
alimentation
émetteur
commande
alimentation

Fig. 2.4

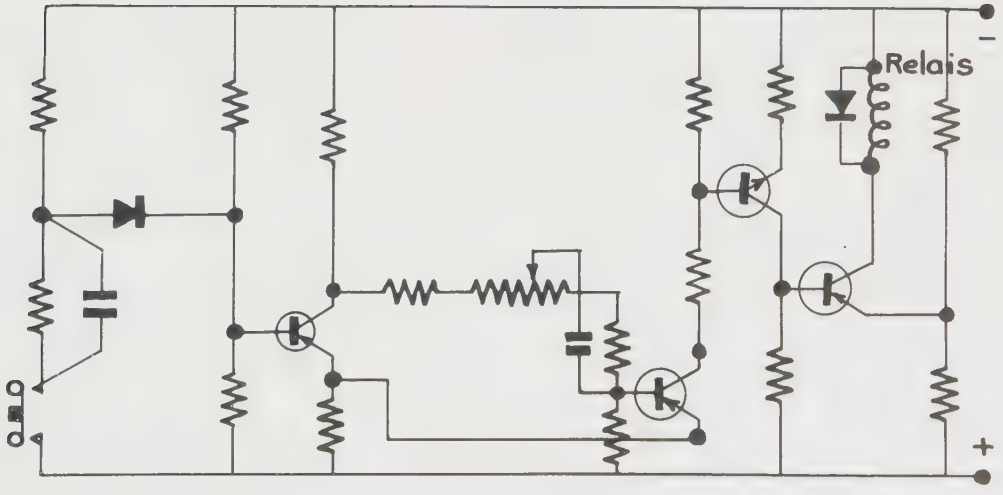

Relais
−
+

Fig. 2.5

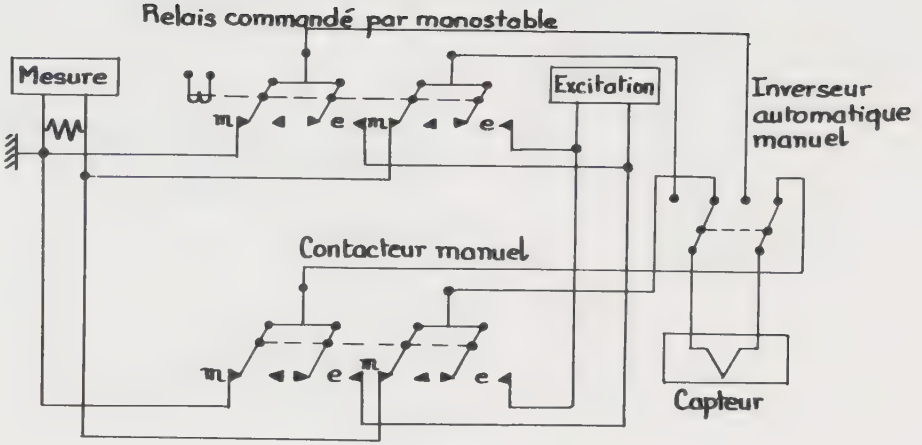


Fig. 2.6

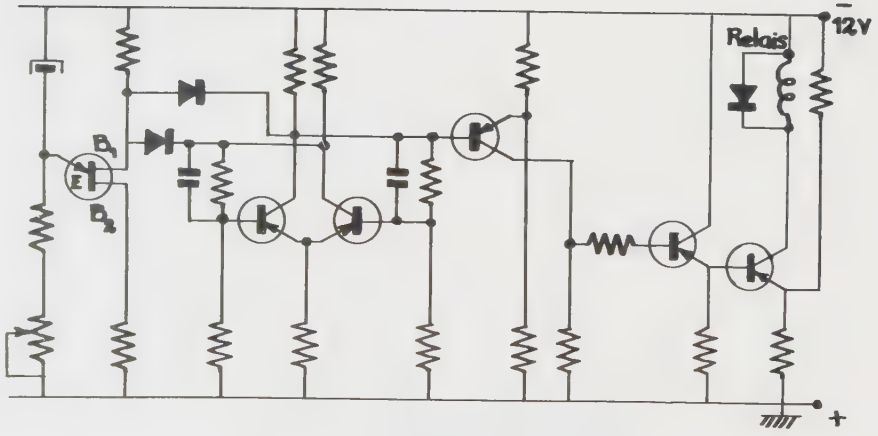


Fig. 2.7

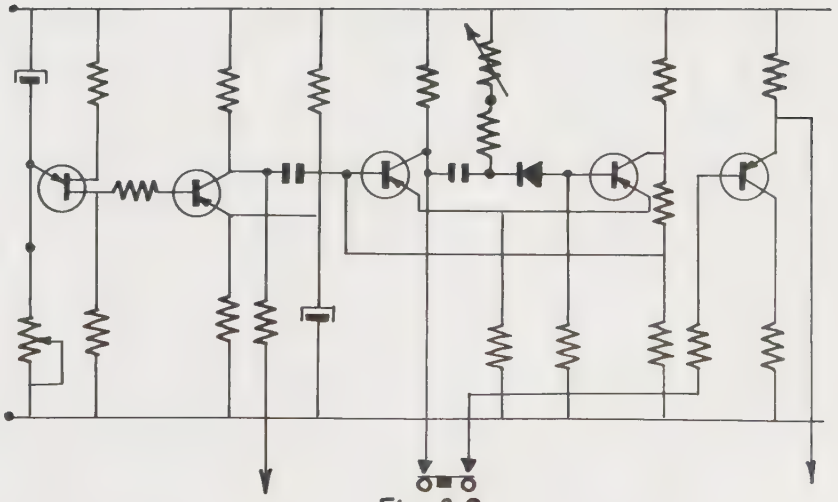


Fig. 2.8

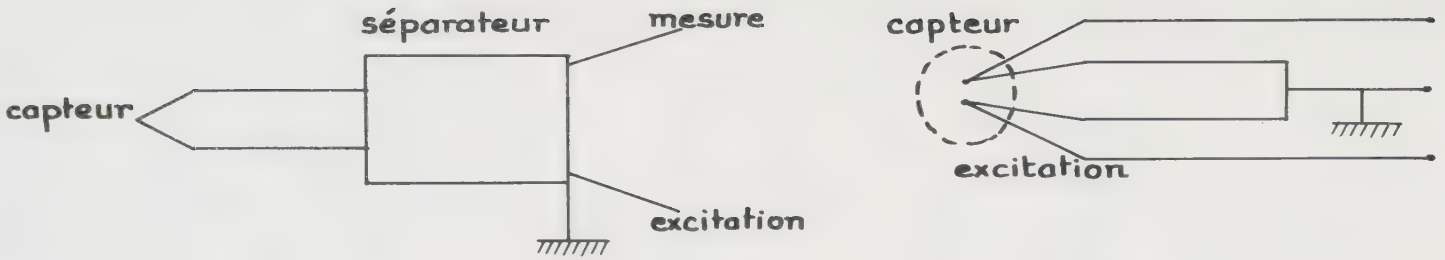


Fig. 2.9

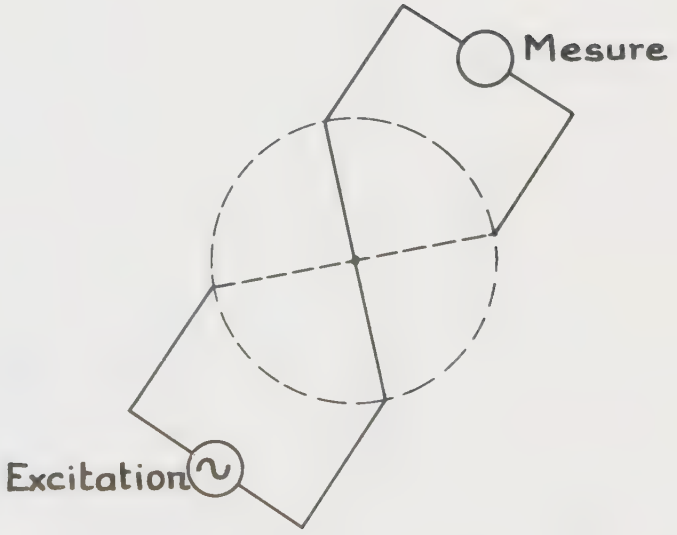


Fig. 2.10

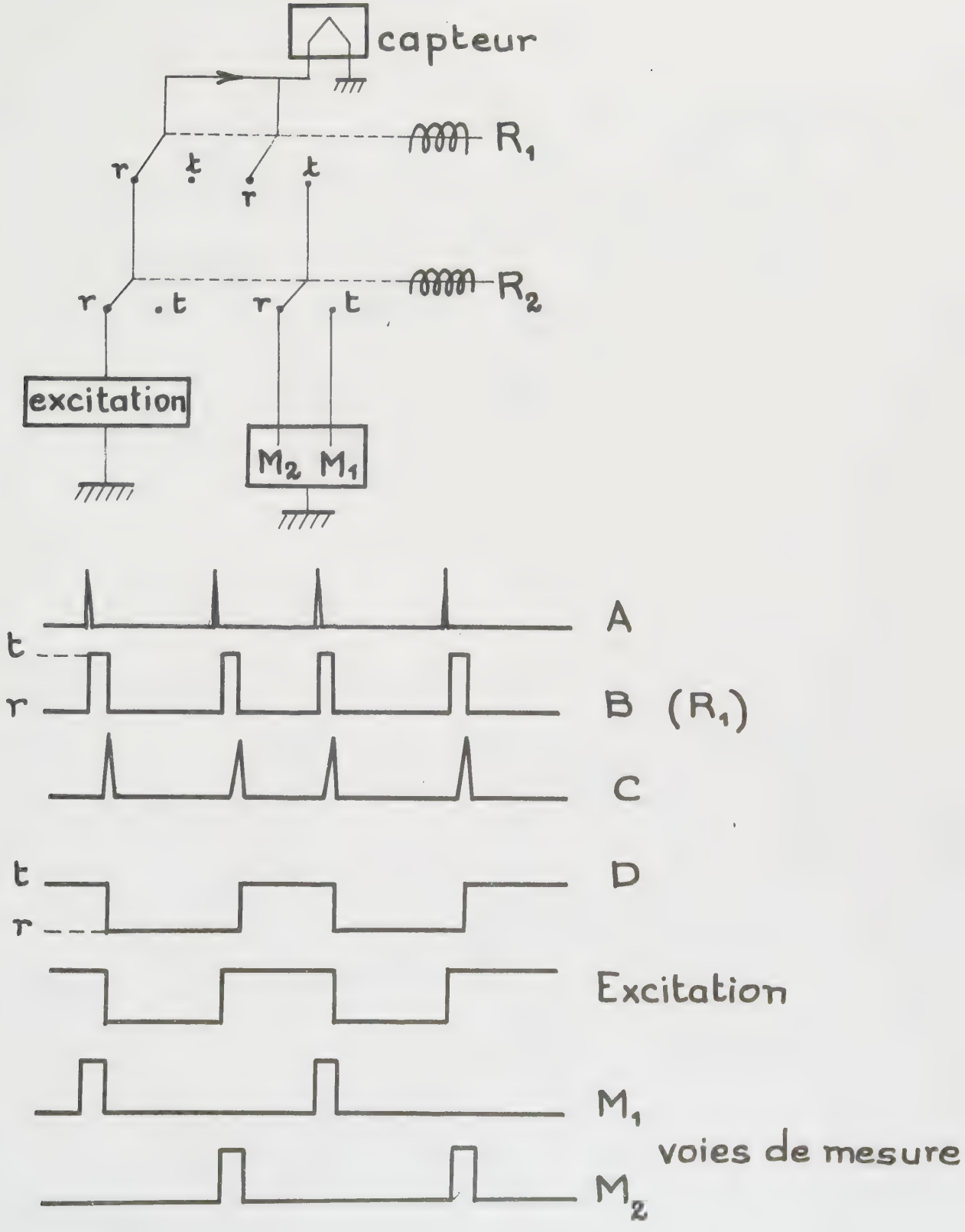

capteur
R1
R2
r
t
excitation
M2 M1
A
B (R1)
C
D
Excitation
M1
M2
voies de mesure

Fig. 2.11

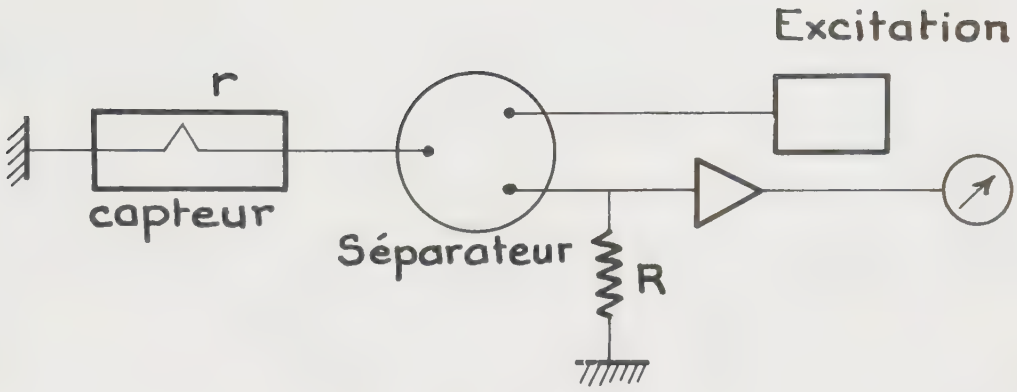


Fig. 2.12

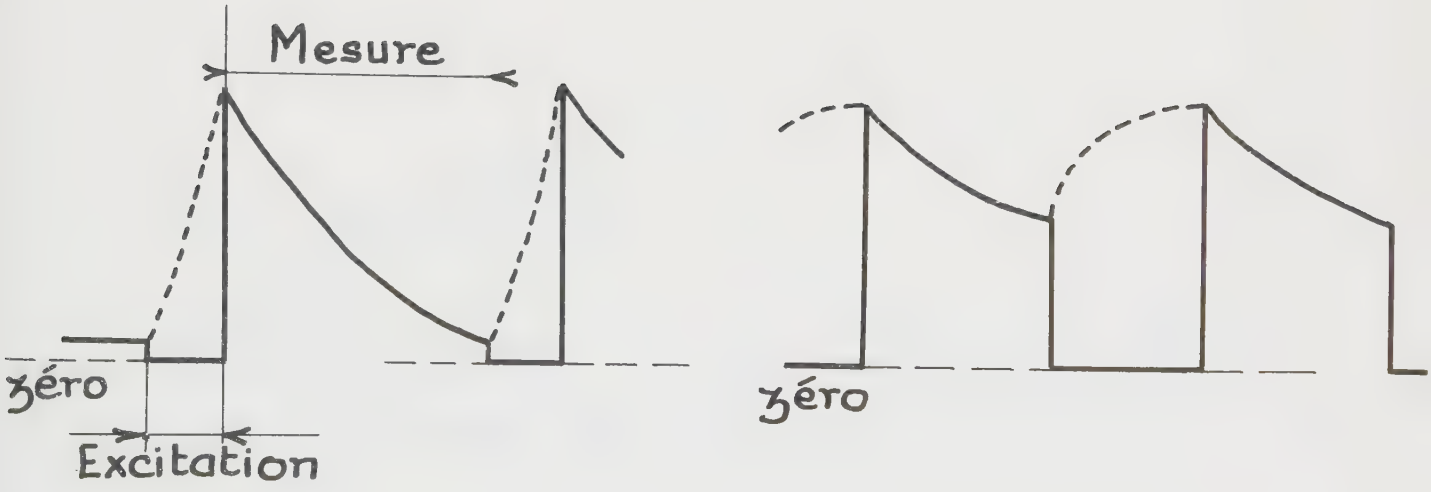


Fig. 2.13

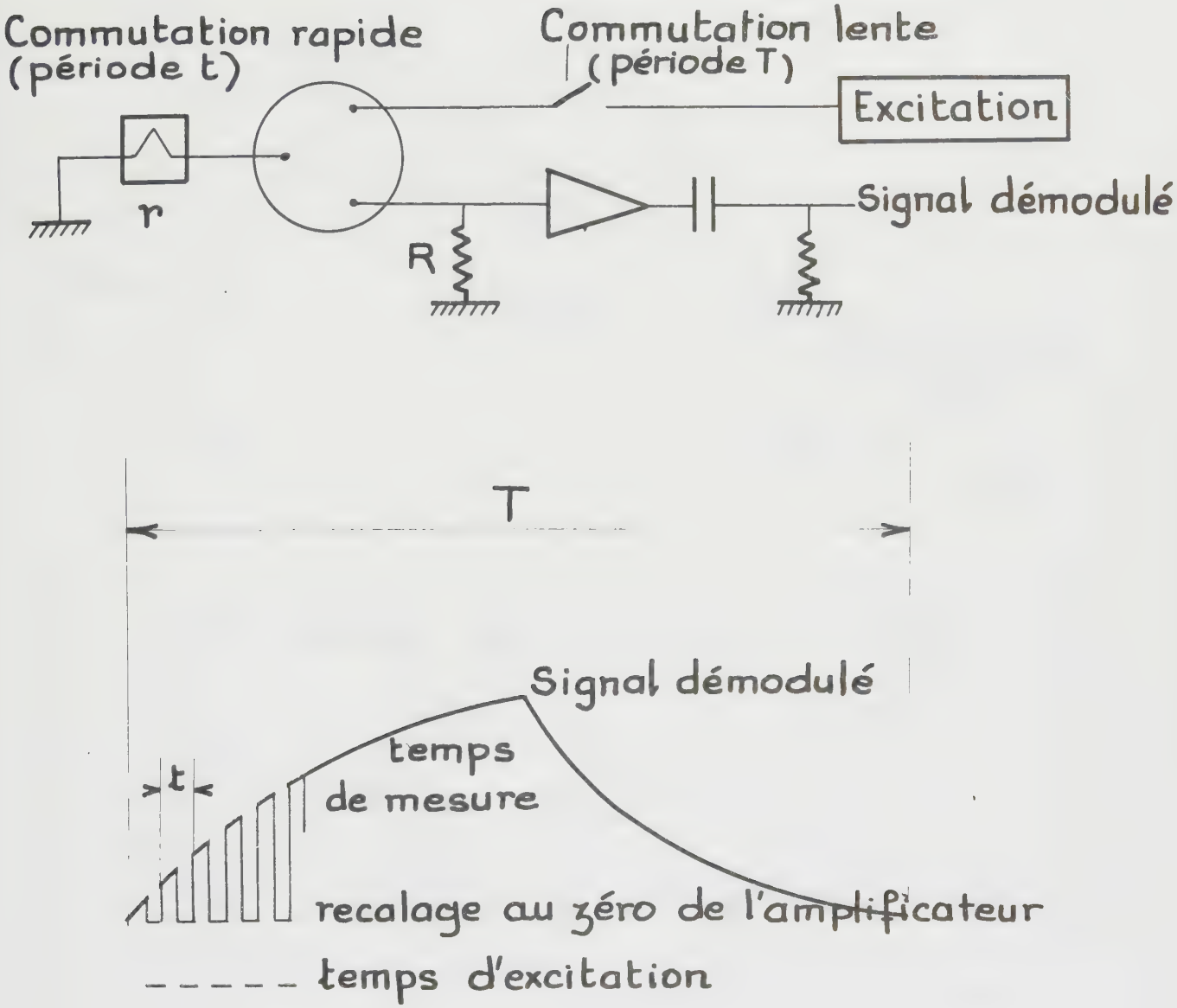
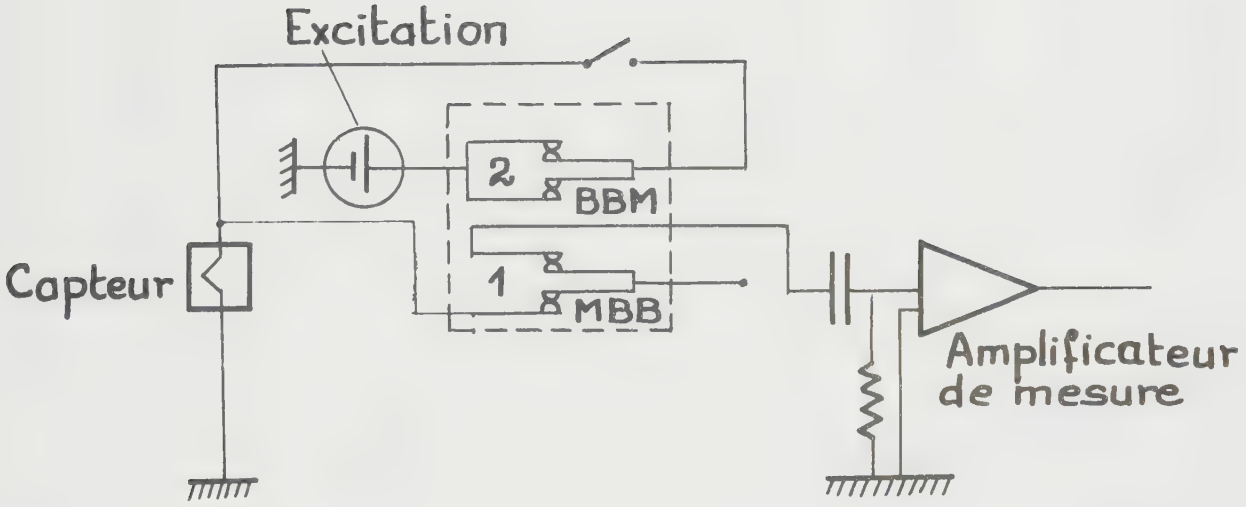

Commutation rapide
(période t)
Commutation lente
(période T)
Excitation
Signal démodulé
r
R
T
Signal démodulé
temps
de mesure
t
recalage au zéro de l'amplificateur
temps d'excitation

Fig. 2.14


Excitation
2
BBM
1
MBB
Capteur
Amplificateur
de mesure

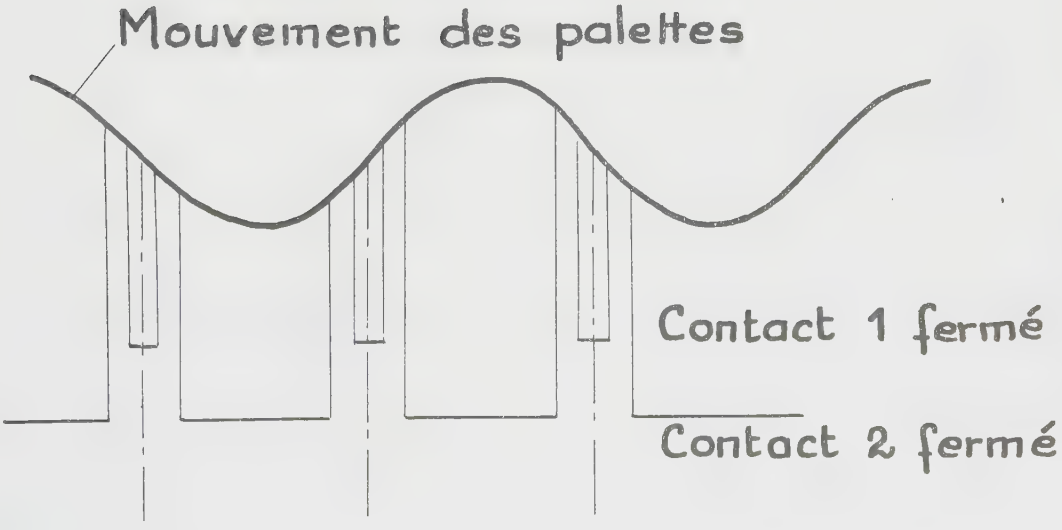

Mouvement des palettes
Contact 1 fermé
Contact 2 fermé

Fig. 2.15

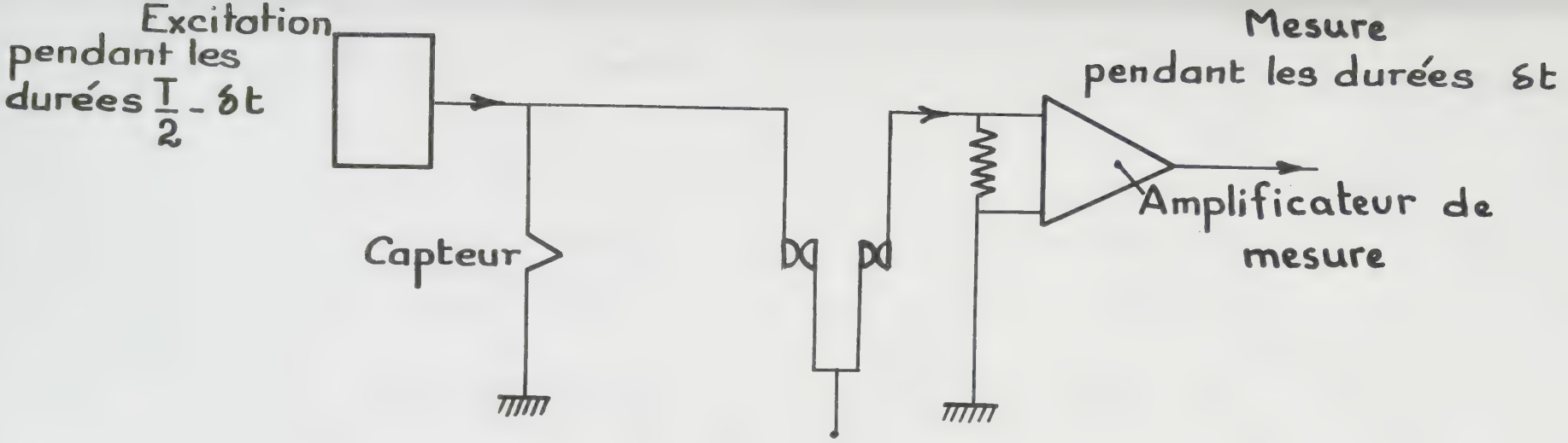


Fig. 2.16

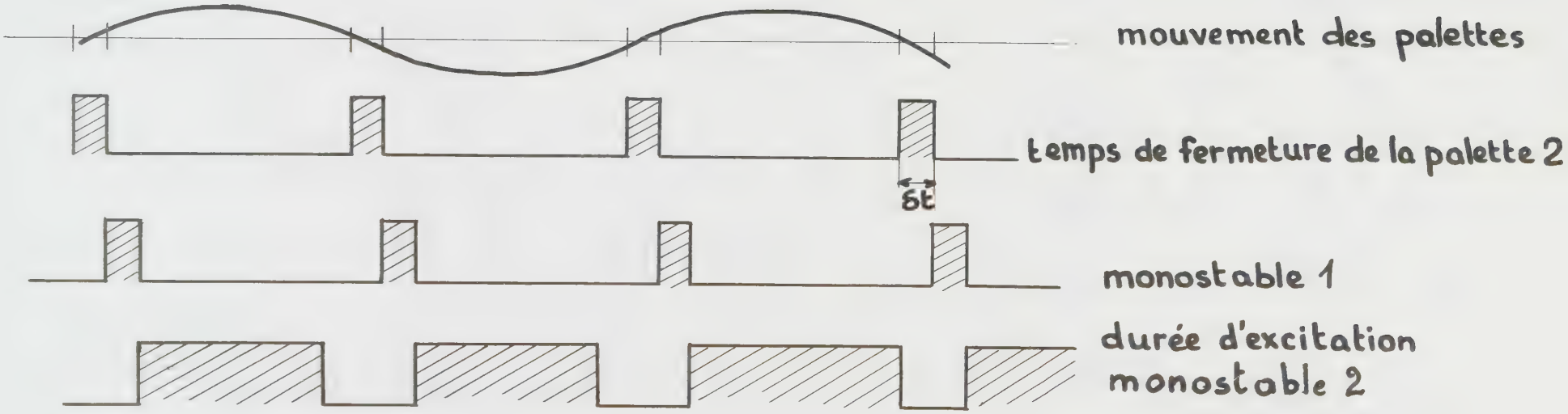


Fig. 2.17

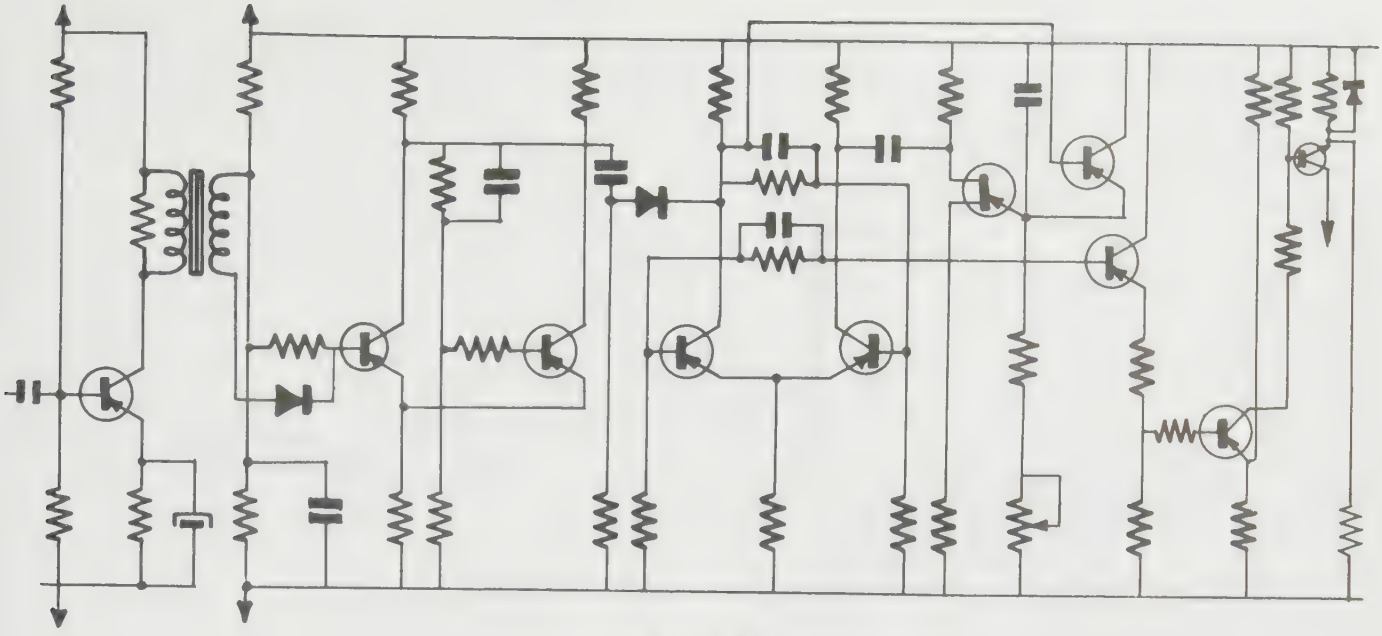


Fig.2.18

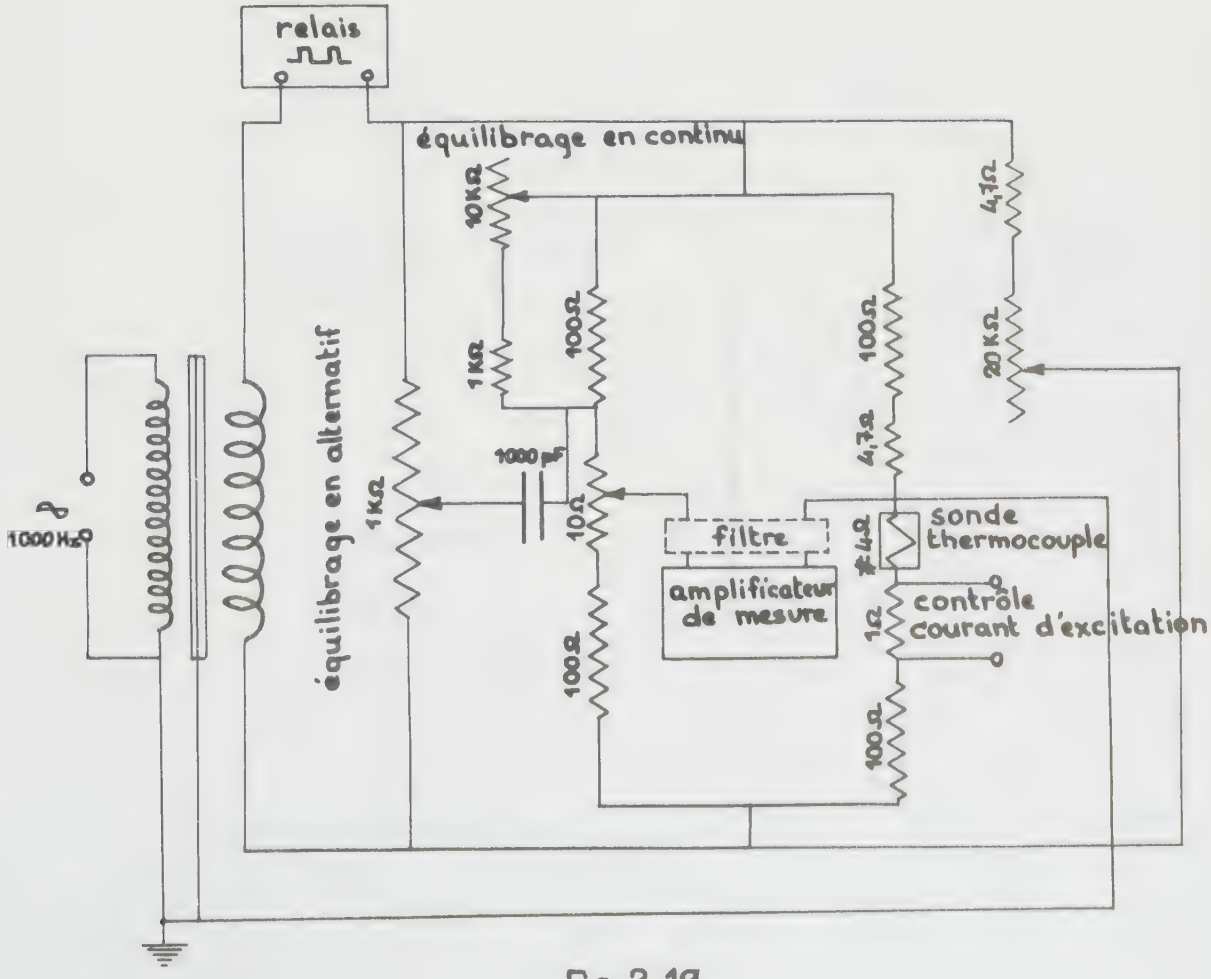


Fig.2.19

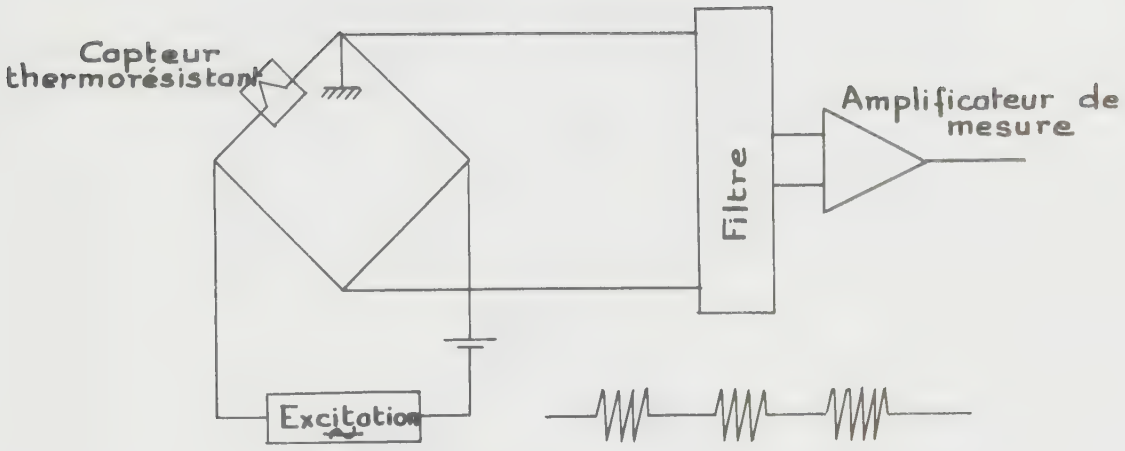


Fig. 2.20a

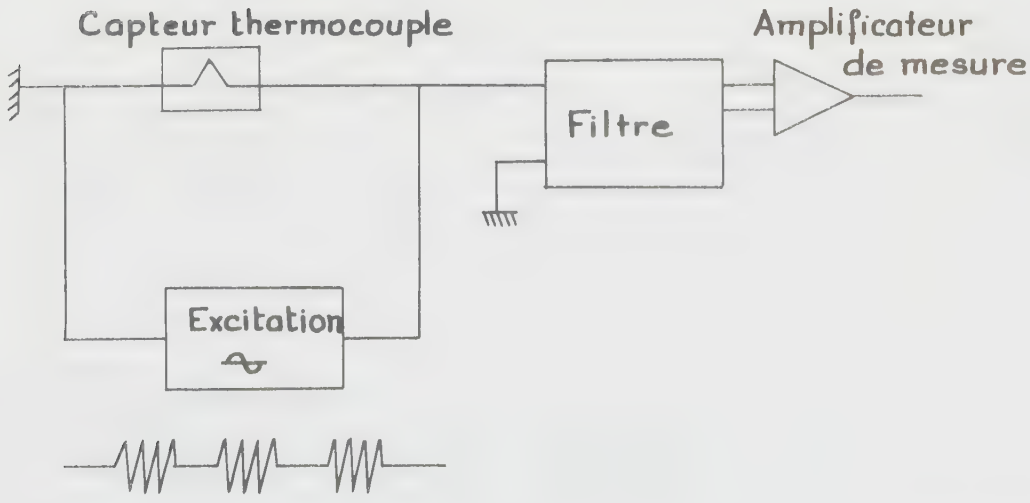


Fig. 2.20b

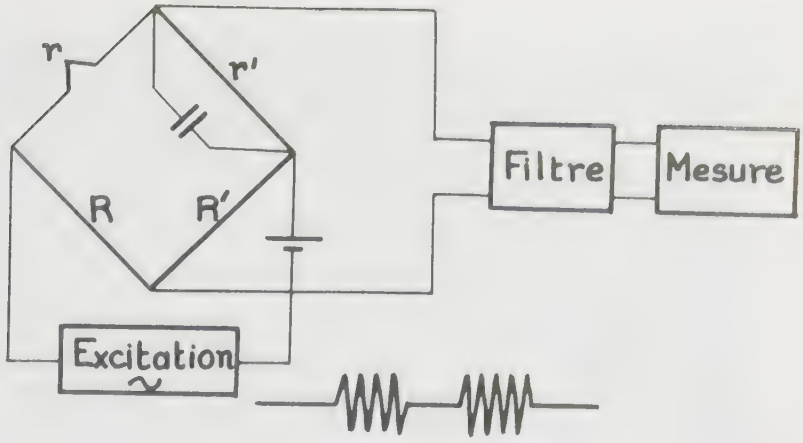


Fig. 2.21

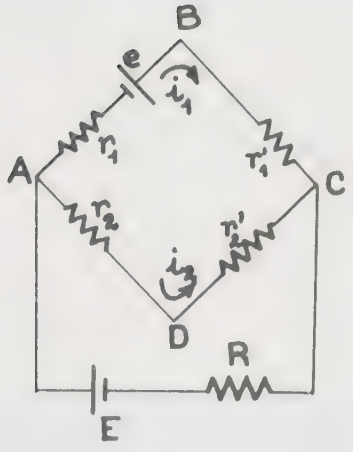


Fig. 2.22

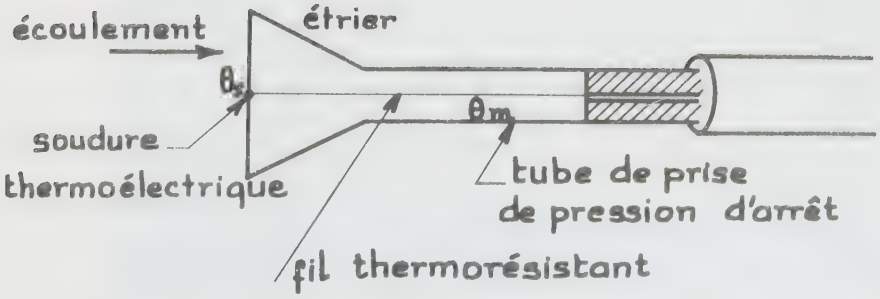


Fig. 2.23

Fig. 2.24

Fig. 2.25

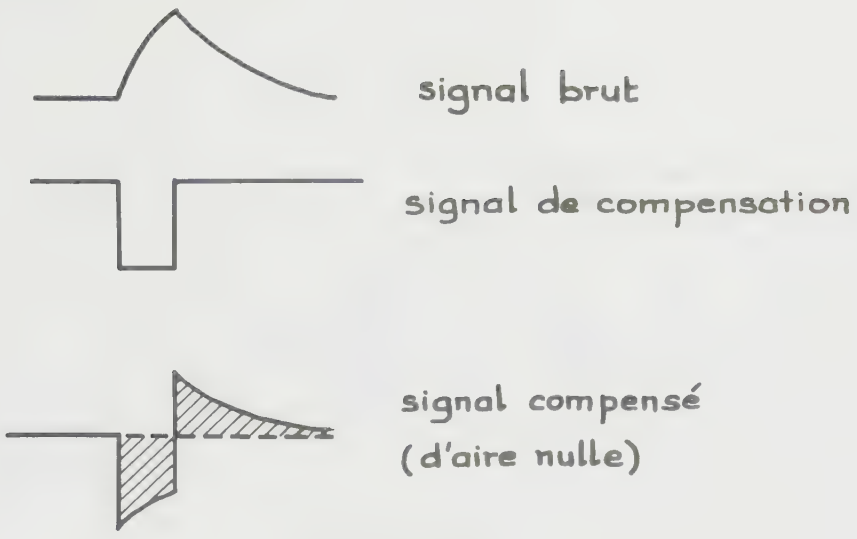


Fig. 2.26

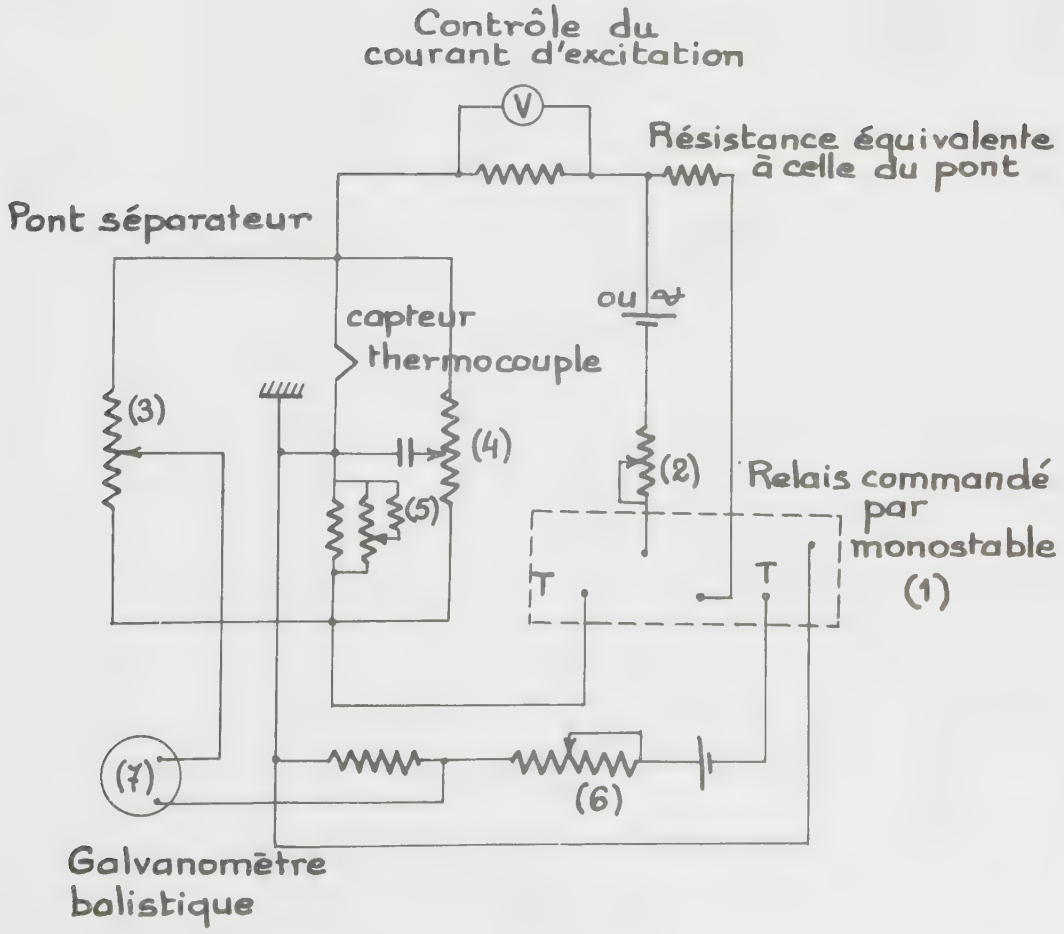
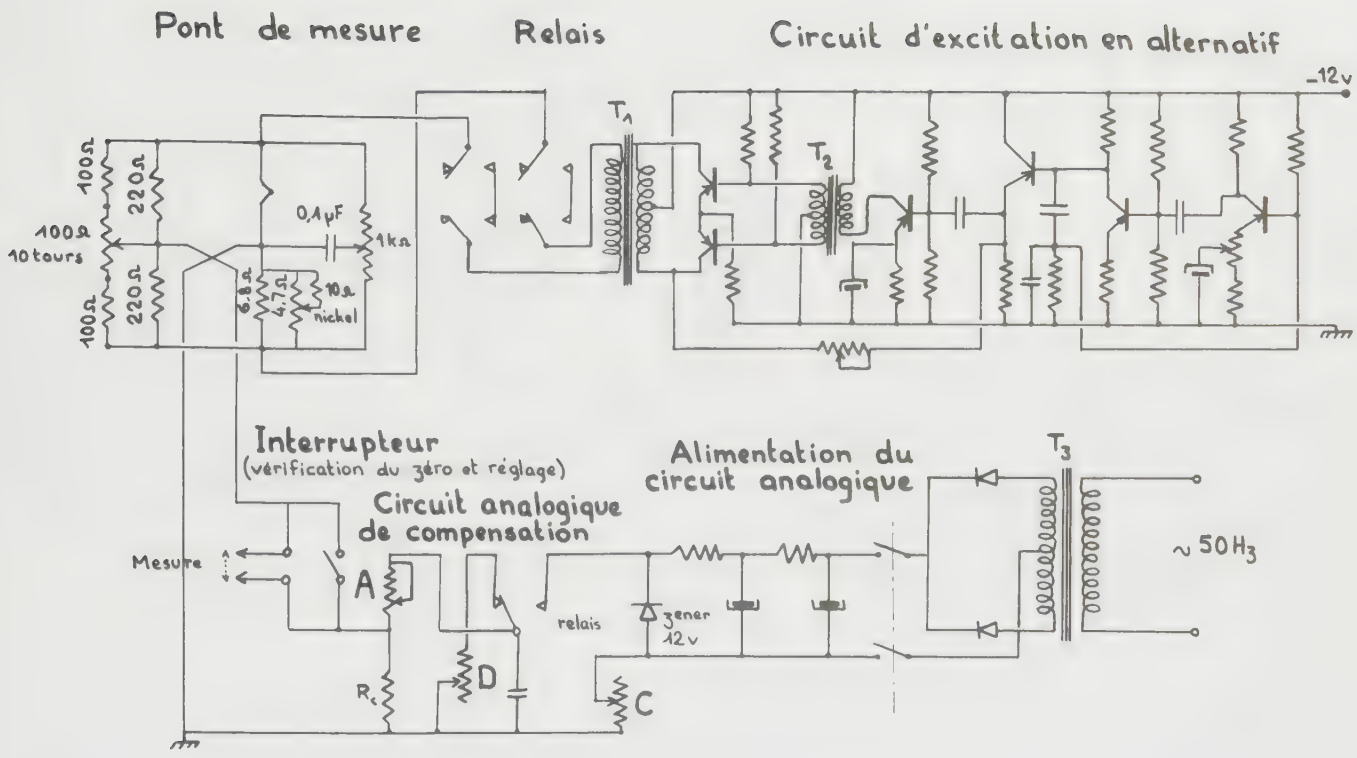


Fig. 2.27



PONT DE MESURE

Fig. 2.28

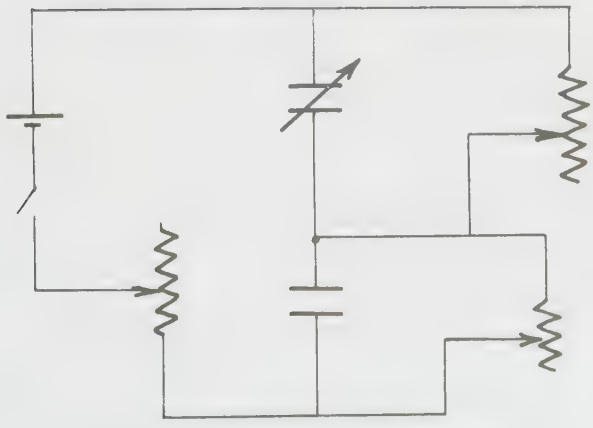
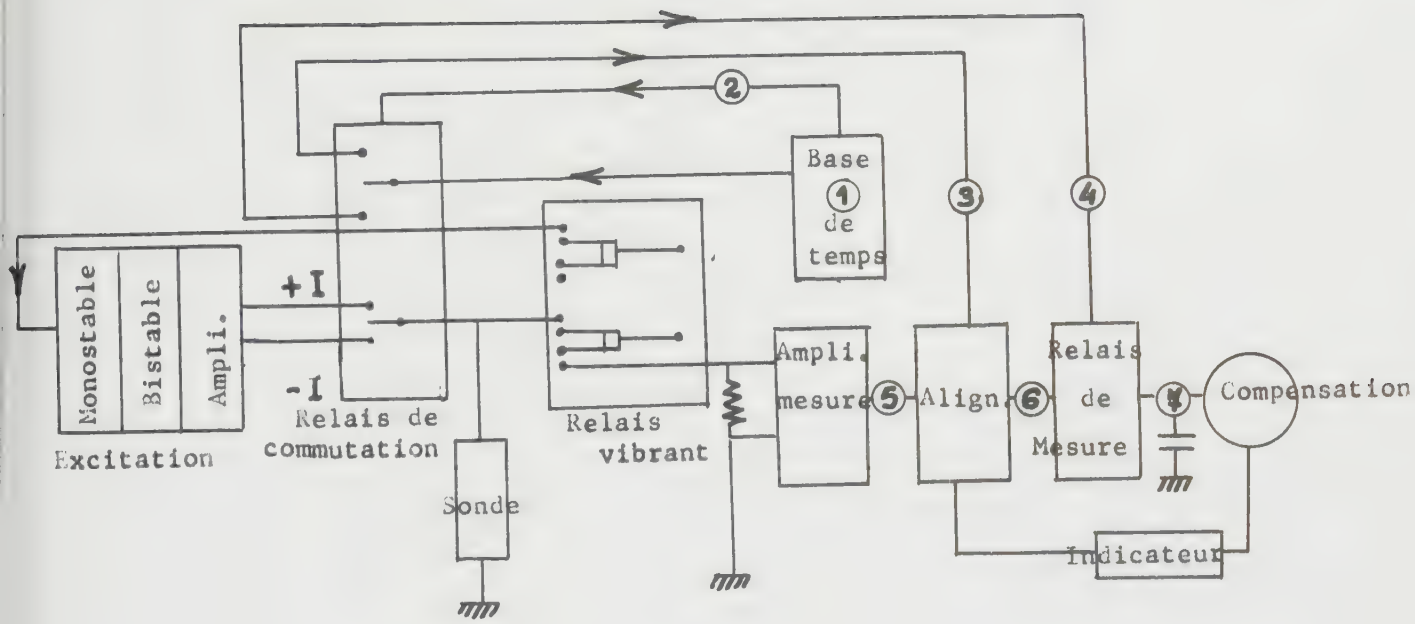


Fig. 2.29


Monostable
Bistable
Ampli.
Excitation
+I
-I
Relais de commutation
Sonde
Relais vibrant
Base de temps
Ampli mesure
Align
Relais de Mesure
Compensation
Indicateur
1
2
3
4
5
6
7

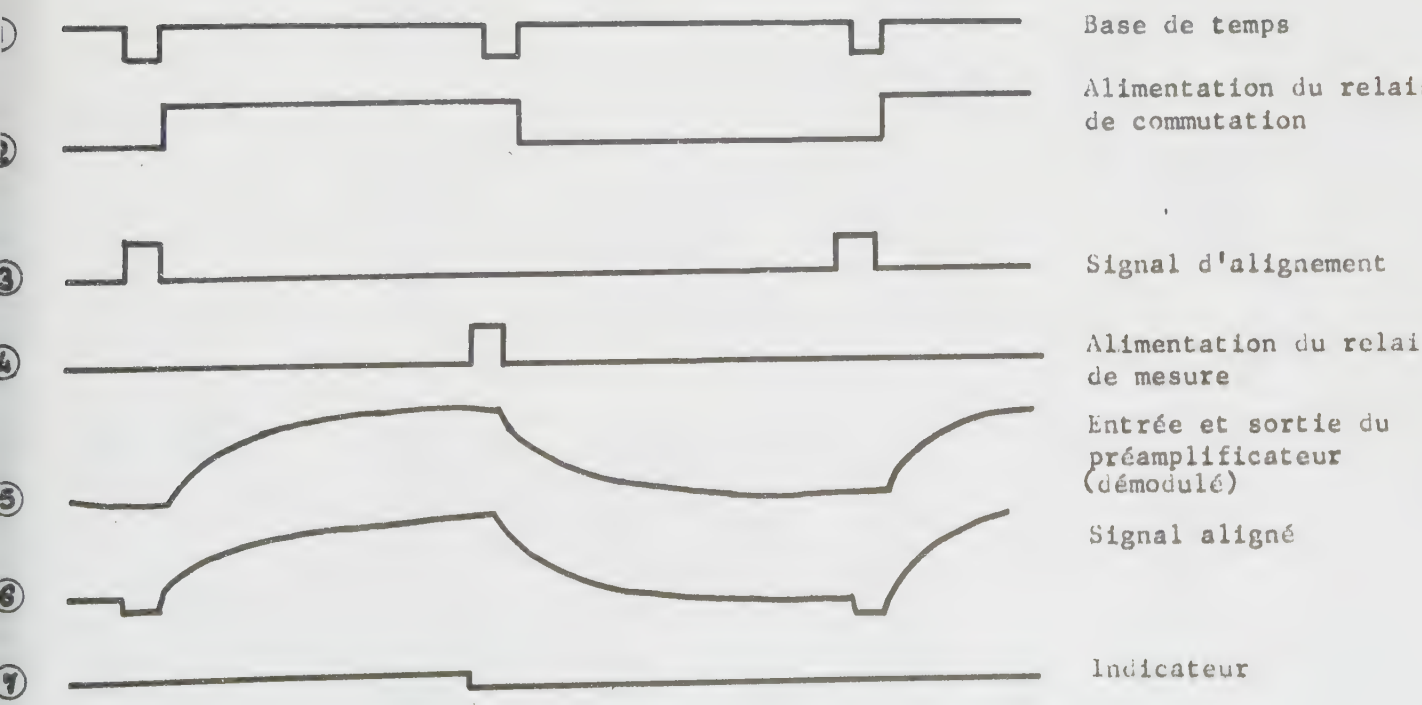

Base de temps
Alimentation du relais de commutation
Signal d'alignement
Alimentation du relais de mesure
Entrée et sortie du préamplificateur (démodulé)
Signal aligné
Indicateur

Fig. 2.30

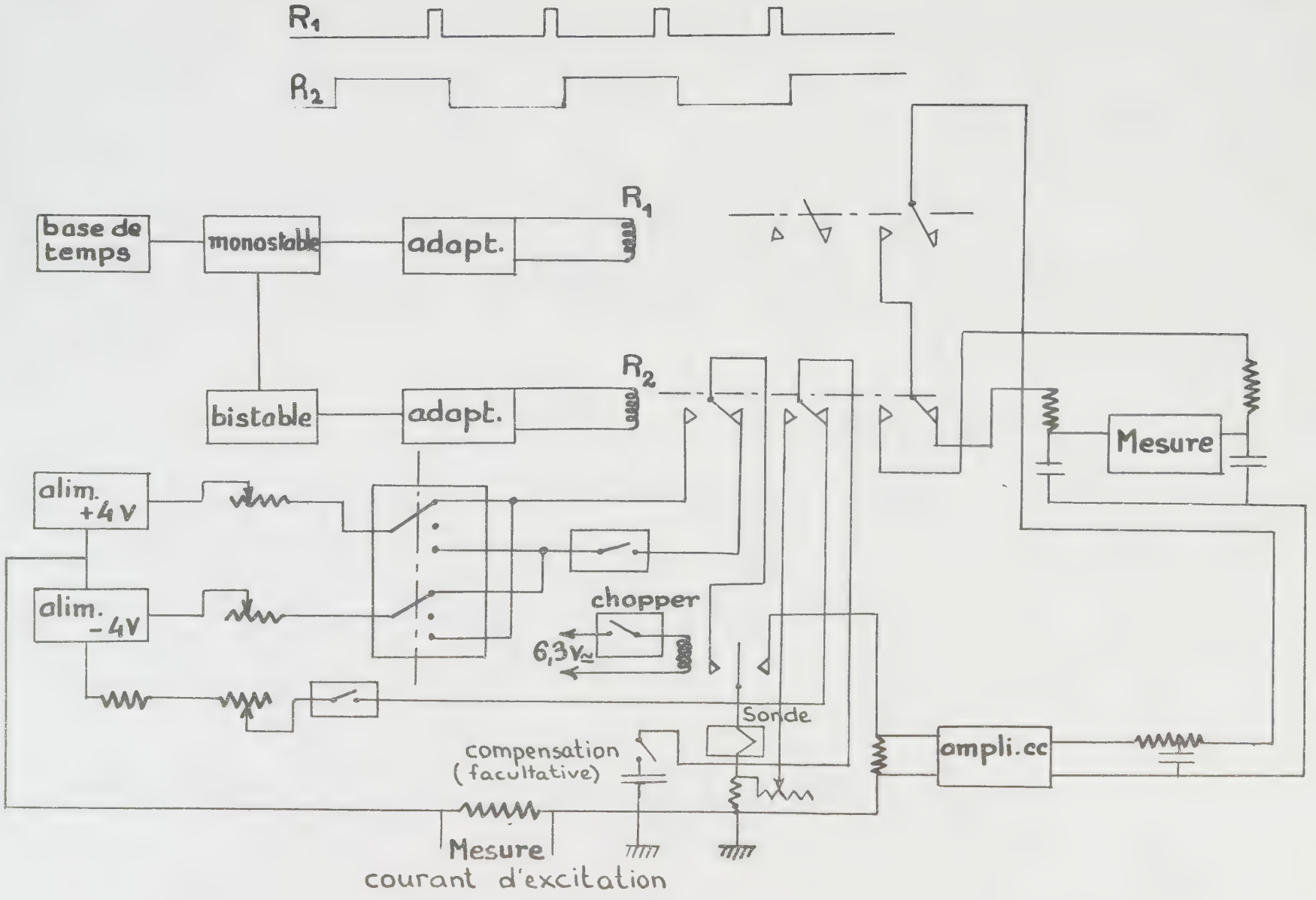

R1
R2
base de temps
monostable
adapt.
R1
bistable
adapt.
R2
Mesure
alim. +4 V
alim. -4 V
chopper
6,3 V~
Sonde
compensation (facultative)
ampli.cc
Mesure
courant d'excitation

Fig. 2.31

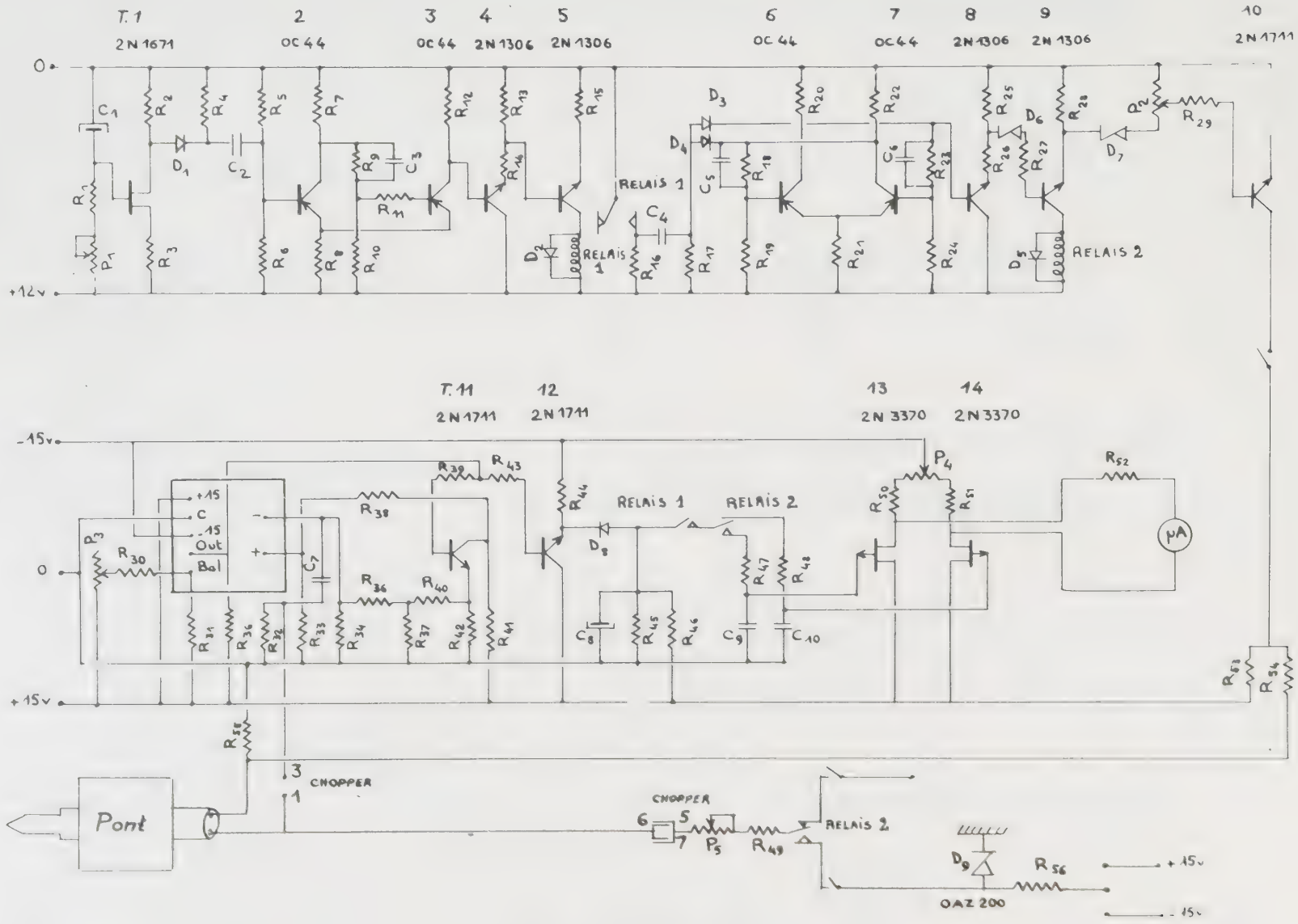

T.1
2N1671
2
OC44
3
OC44
4
2N1306
5
2N1306
6
OC44
7
OC44
8
2N1306
9
2N1306
10
2N1711
0
+12v
RELAIS 1
RELAIS 2
T.11
2N1711
12
2N1711
13
2N3370
14
2N3370
-15v
+15v
+15
C
-15
Out
Bal
RELAIS 1
RELAIS 2
µA
Pont
CHOPPER
CHOPPER
RELAIS 2
OAZ 200
+15v
-15v

Fig. 2.32

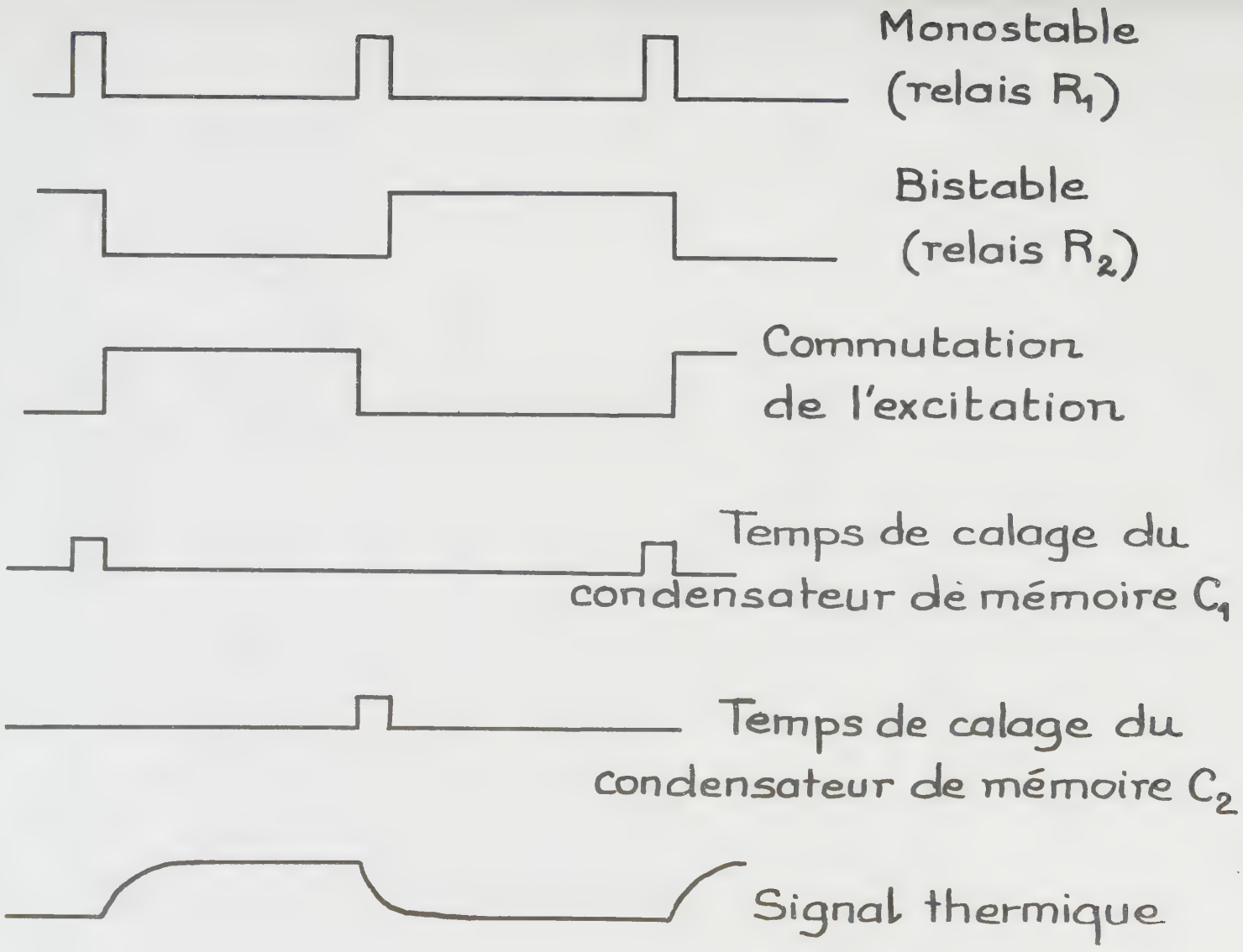

Monostable
(relais R_1)
Bistable
(relais R_2)
Commutation
de l'excitation
Temps de calage du
condensateur de mémoire C_1
Temps de calage du
condensateur de mémoire C_2
Signal thermique

Fig. 2.33

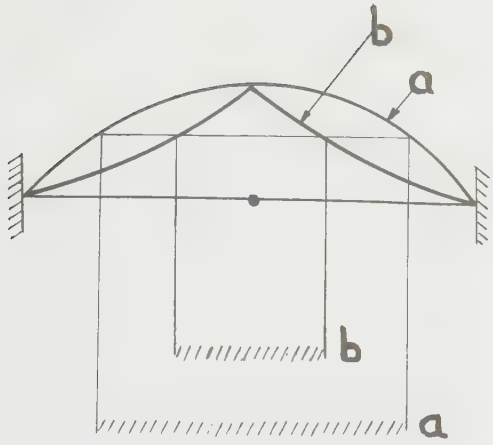


Fig. 2.34

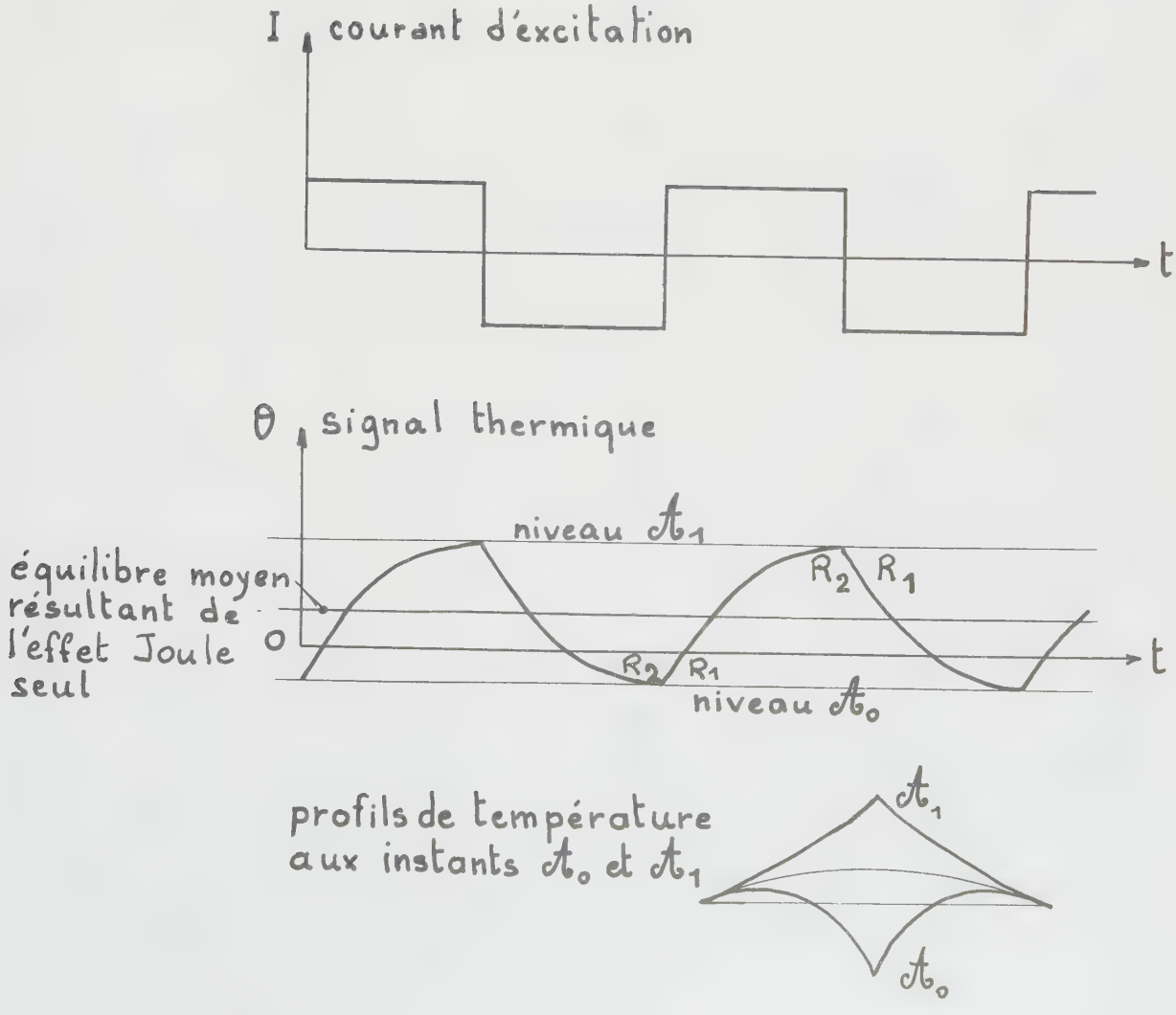


Fig. 2.35

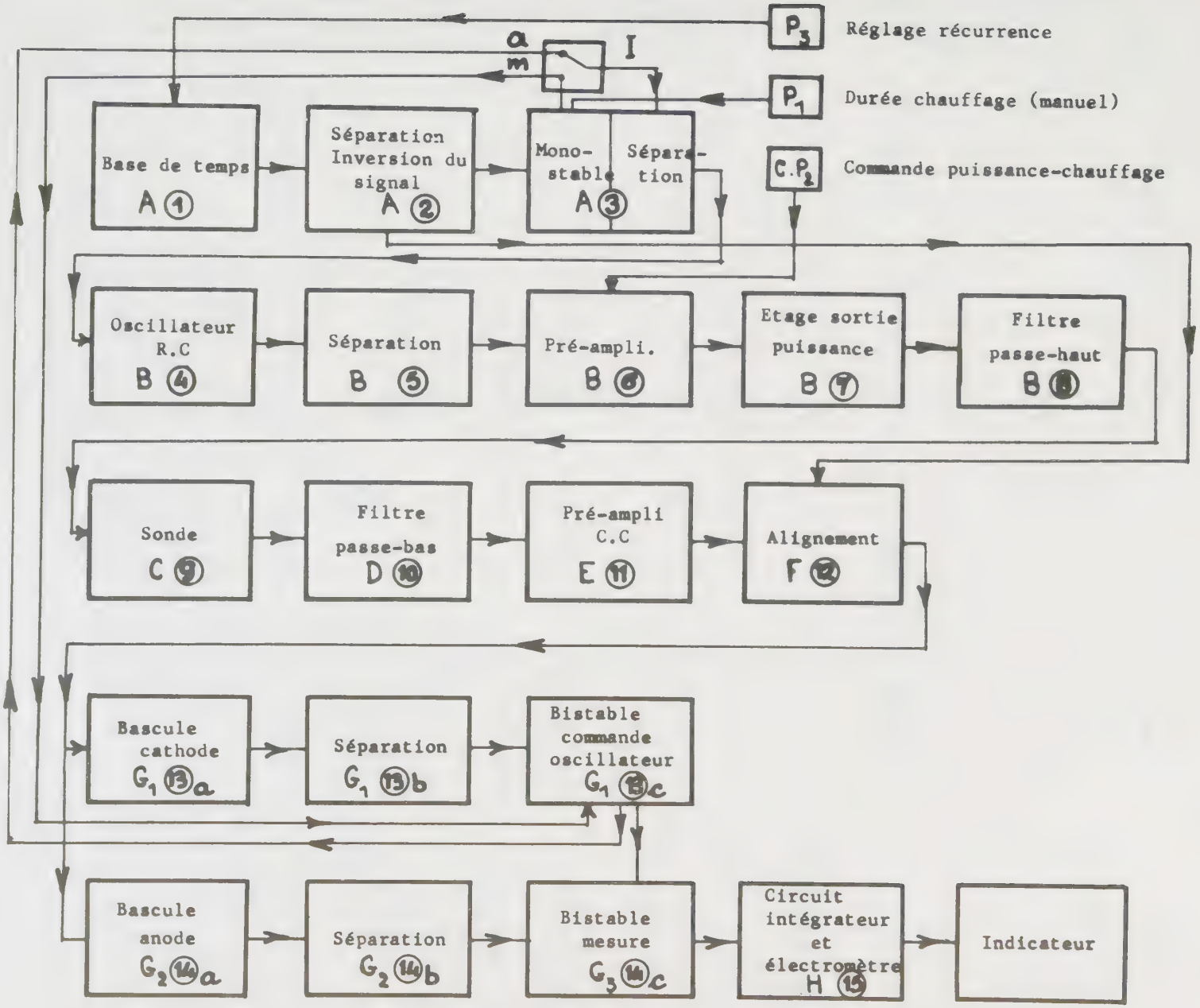

P3
Réglage récurrence
a
m
I
P1
Durée chauffage (manuel)
C.P2
Commande puissance-chauffage
Base de temps
A (1)
Séparation Inversion du signal
A (2)
Mono-stable
Séparation
A (3)
Oscillateur R.C
B (4)
Séparation
B (5)
Pré-ampli.
B (6)
Etage sortie puissance
B (7)
Filtre passe-haut
B (8)
Sonde
C (9)
Filtre passe-bas
D (10)
Pré-ampli C.C
E (11)
Alignement
F (12)
Bascule cathode
G1 (13) a
Séparation
G1 (13) b
Bistable commande oscillateur
G1 (13) c
Bascule anode
G2 (14) a
Séparation
G2 (14) b
Bistable mesure
G3 (14) c
Circuit intégrateur et électromètre
H (15)
Indicateur

Fig. 2.36

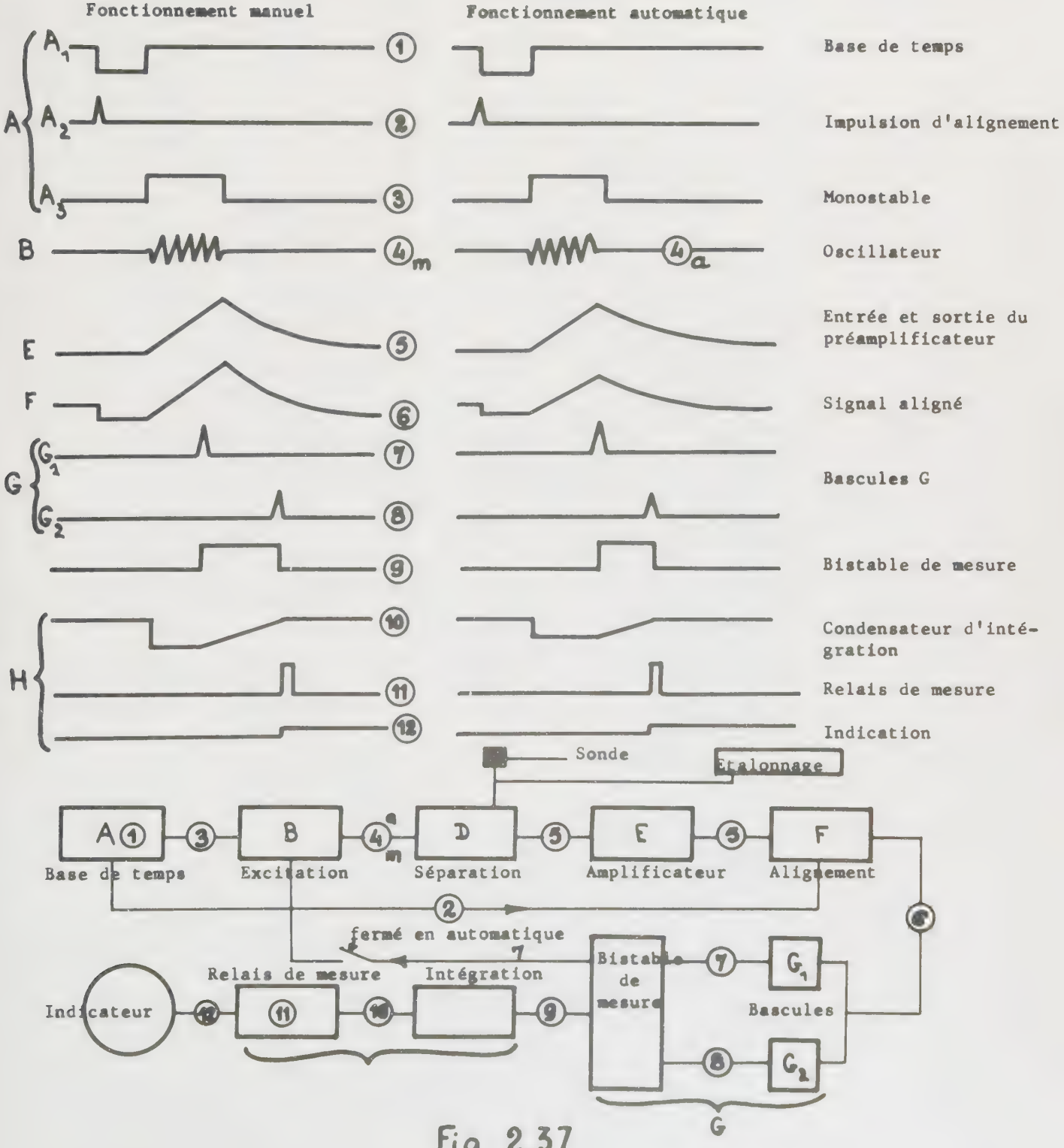

Fonctionnement manuel
Fonctionnement automatique
A
A1
A2
A3
B
E
F
G
G1
G2
H
1
2
3
4m
4a
5
6
7
8
9
10
11
12
Base de temps
Impulsion d'alignement
Monostable
Oscillateur
Entrée et sortie du préamplificateur
Signal aligné
Bascules G
Bistable de mesure
Condensateur d'intégration
Relais de mesure
Indication
Sonde
Etalonnage
A 1
B
D
E
F
Base de temps
Excitation
Séparation
Amplificateur
Alignement
fermé en automatique
Relais de mesure
Intégration
Bistable de mesure
Indicateur
Bascules
G1
G2
G

Fig. 2.37

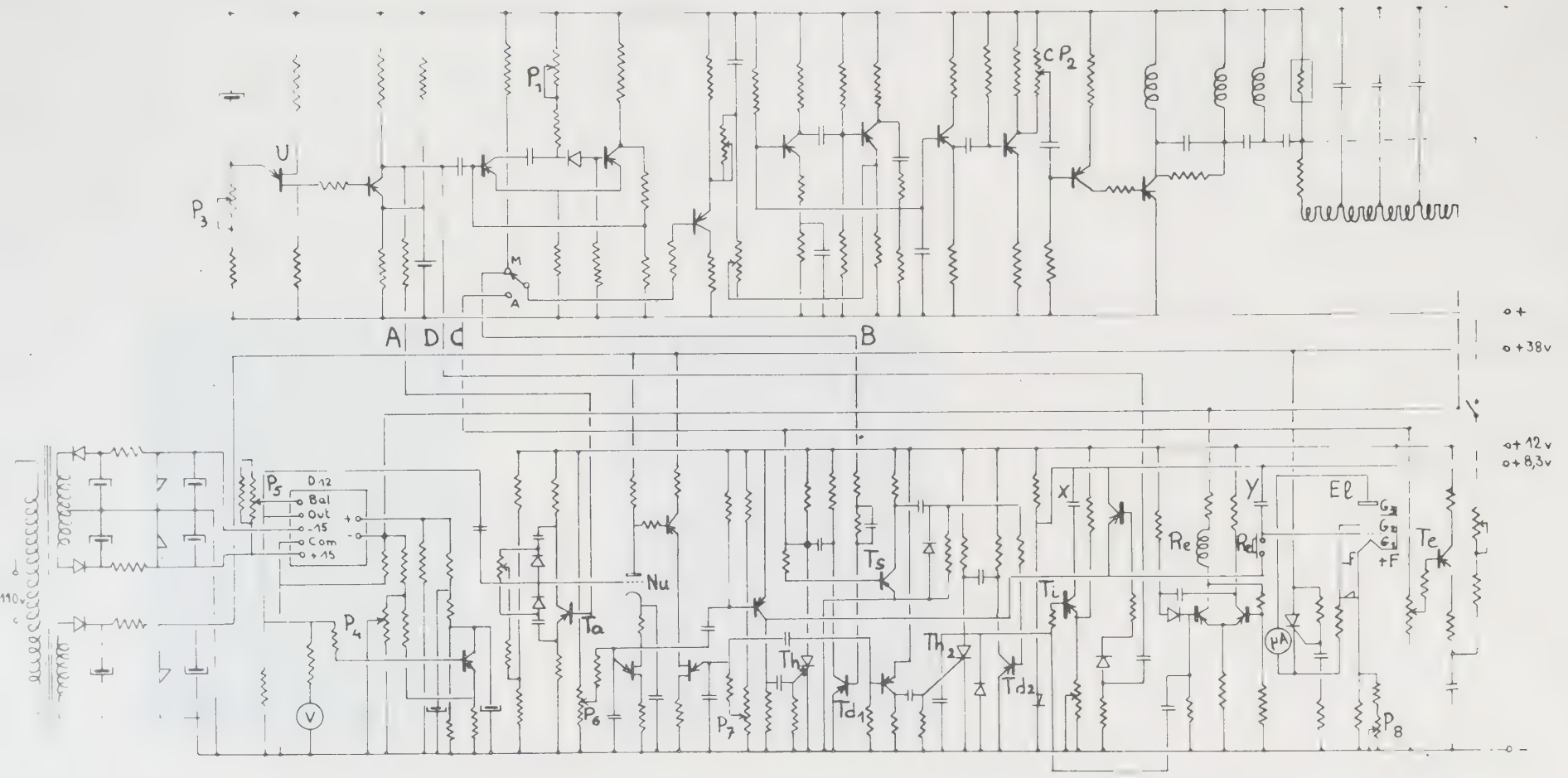

P1
P2
P3
U
M
A
A D C
B
+
+38v
+12v
+8,3v
P5
D 12
Bal
Out
-15
Com
+15
110v
P4
V
Nu
Ta
P6
P7
Th
Td1
Th2
Td2
Ts
Ti
X
Y
Re
Rd
El
G2
G1
+F
Te
μA
P8

Fig. 2.38

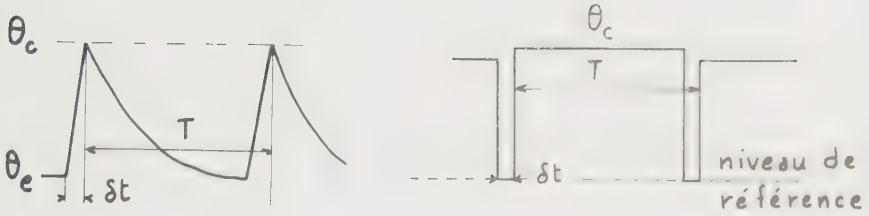


Fig. 2.39

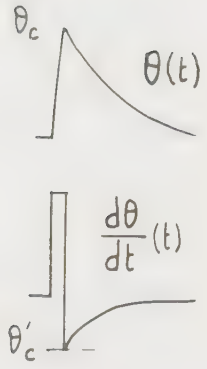
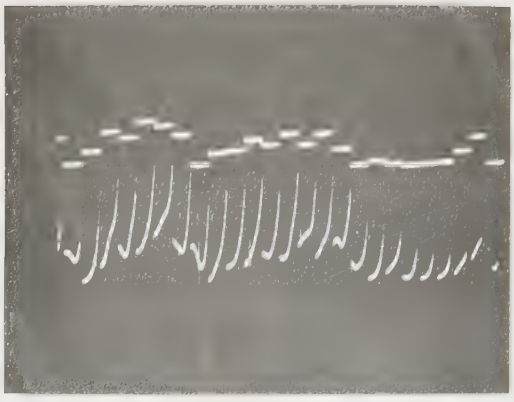


Fig. 2.40

C

A



D

B

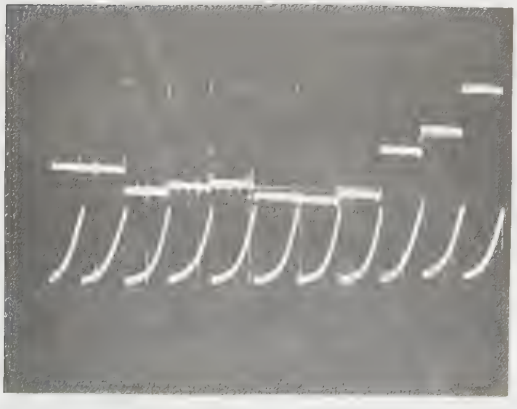


Fig. 2.41

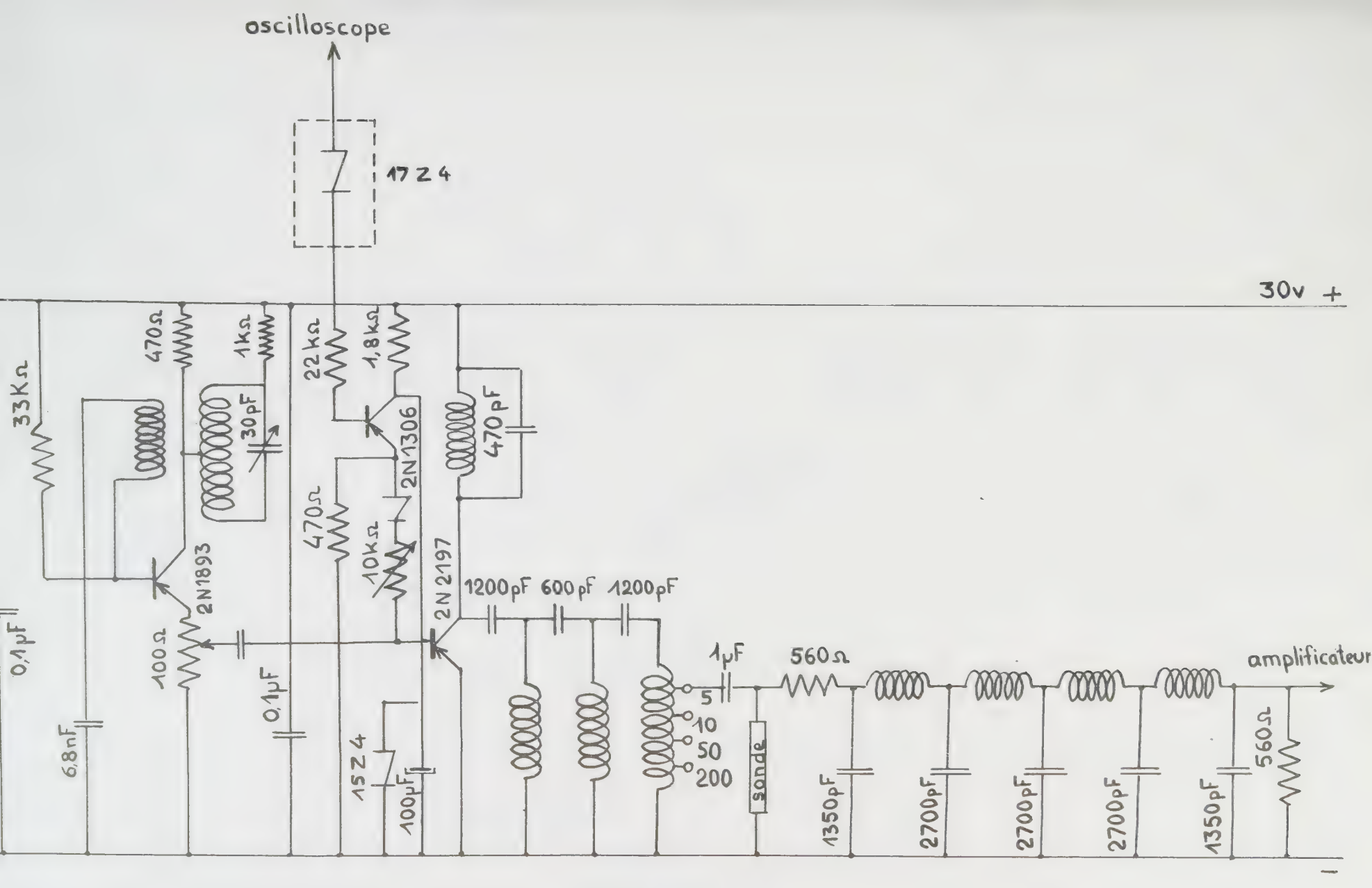

oscilloscope
17Z4
30v +
33Kω
470Ω
1Kω
30pF
22kω
1,8kω
2N1306
470pF
470Ω
10kω
2N1893
2N2197
1200pF
600pF
1200pF
0,1μF
100Ω
0,1μF
6,8nF
15Z4
100μF
1μF
560Ω
5
10
50
200
sonde
1350pF
2700pF
2700pF
2700pF
1350pF
560Ω
amplificateur
-

Fig. 2.42

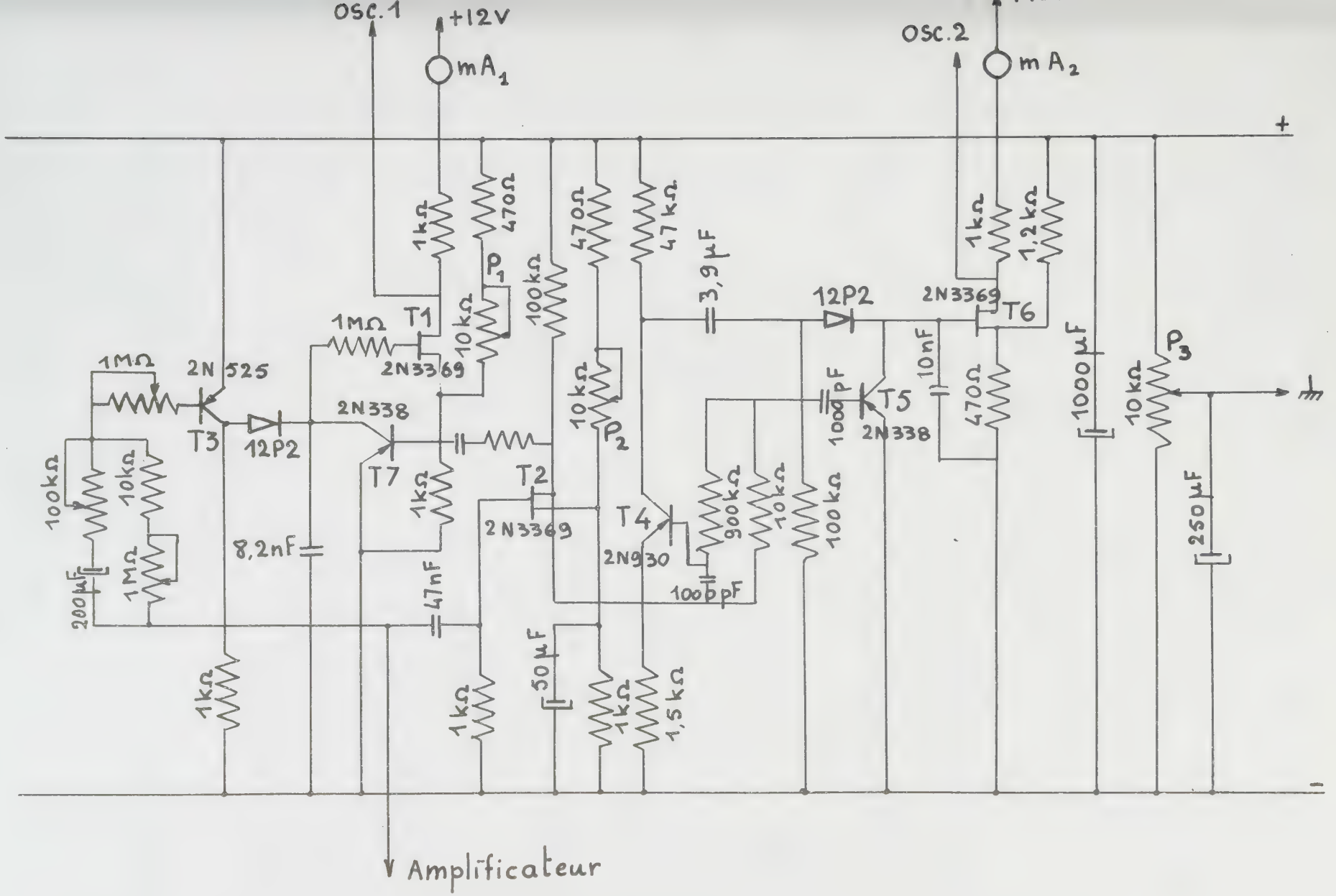

OSC.1
+12V
mA1
OSC.2
mA2
+
1kΩ
470Ω
P1
100kΩ
470Ω
47kΩ
3,9µF
1kΩ
1,2kΩ
1MΩ
T1
2N3369
10kΩ
12P2
2N3369
T6
1MΩ
2N525
T3
12P2
2N338
T7
T2
2N3369
10kΩ
P2
1000pF
T5
2N338
10nF
470Ω
1000µF
P3
10kΩ
250µF
100kΩ
10kΩ
1MΩ
200µF
8,2nF
1kΩ
47nF
T4
2N930
900kΩ
10kΩ
100kΩ
100pF
1kΩ
50µF
1kΩ
1,5kΩ
−
Amplificateur

Fig. 2.43

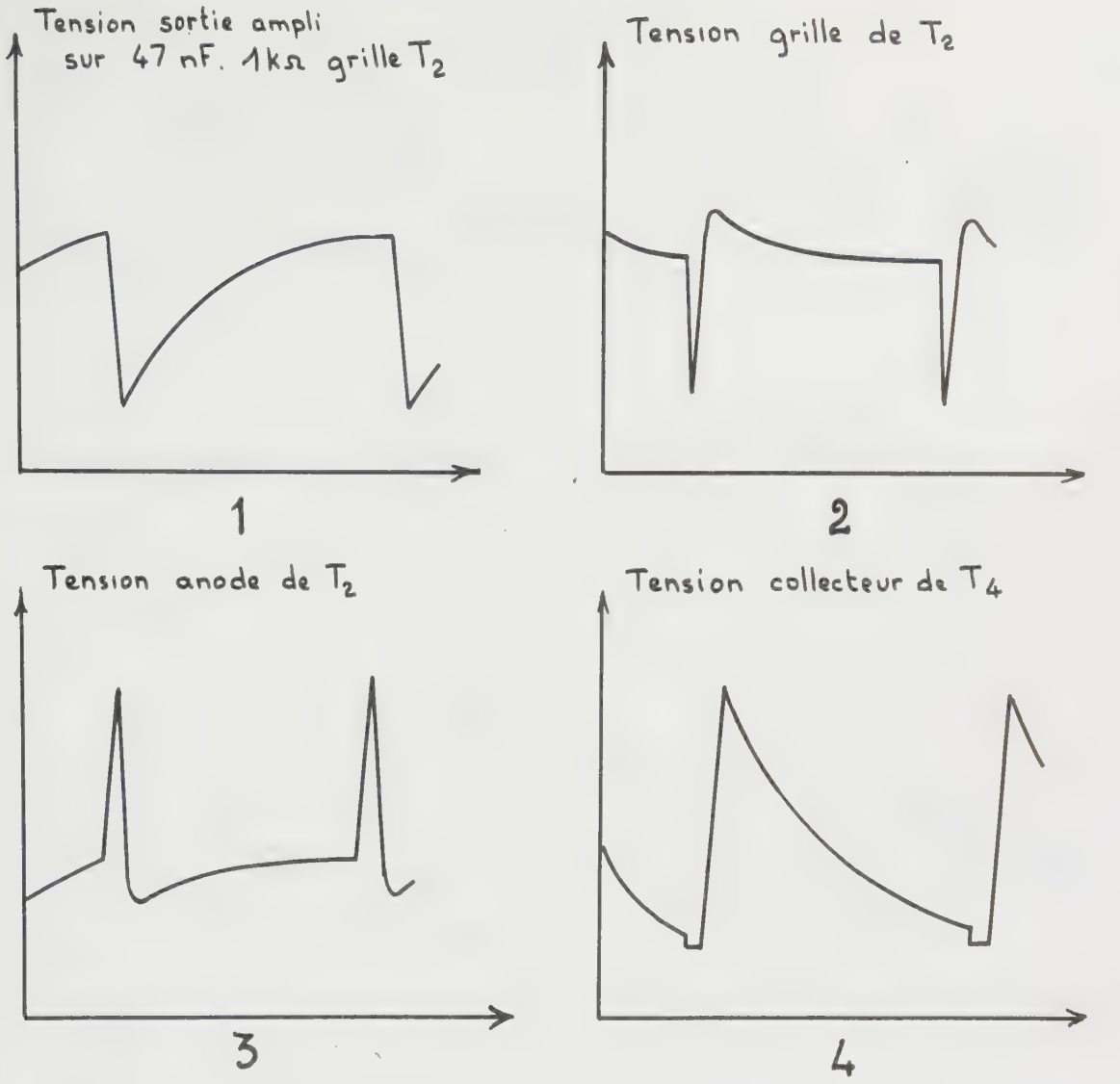

Tension sortie ampli
sur 47 nF. 1kΩ grille T_2
1
Tension grille de T_2
2
Tension anode de T_2
3
Tension collecteur de T_4
4
Tension aux bornes du 10 nF
5
Tension sortie ampli
V_c
valeur
moyenne
6

Fig. 2.44

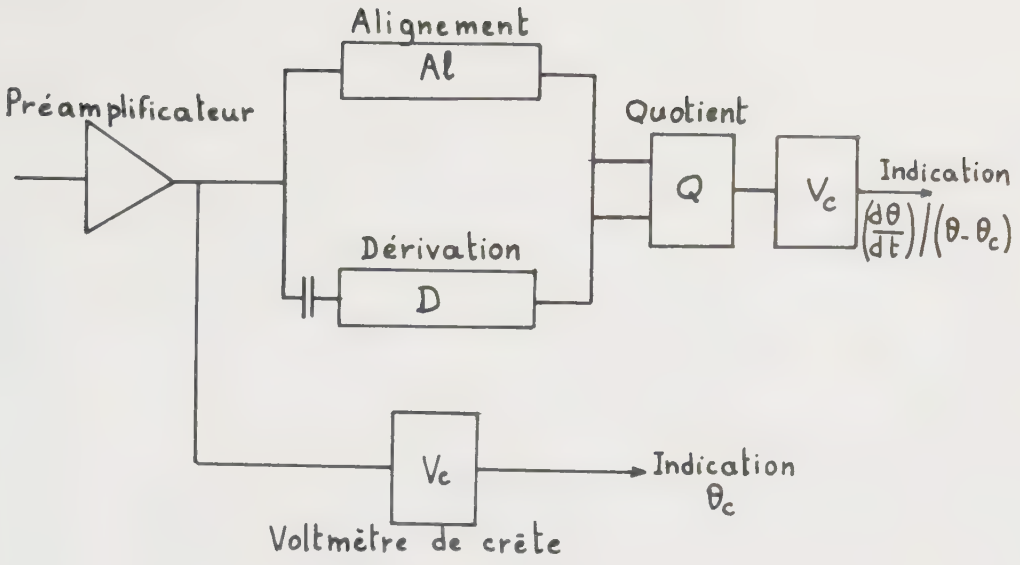


Fig. 2.45

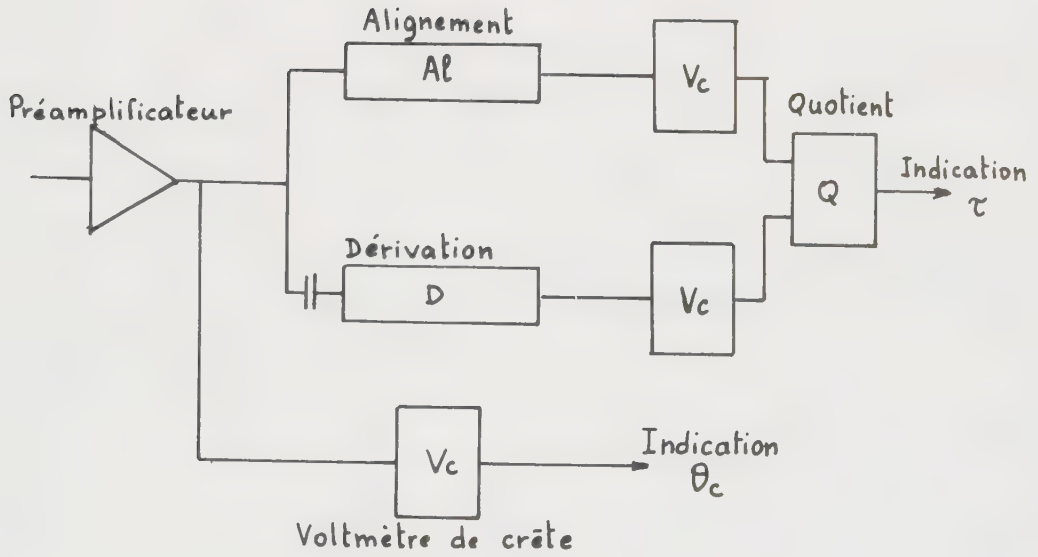


Fig. 2.46

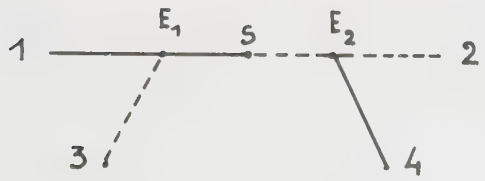


Fig. 2.47

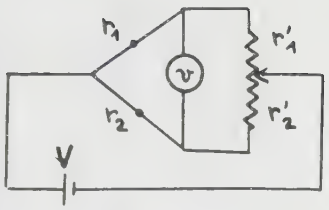


Fig. 3.1

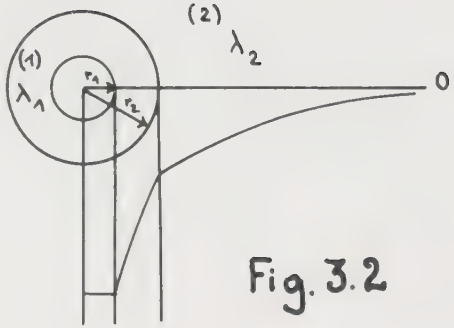


Fig. 3.2

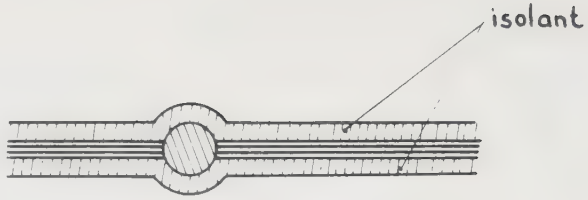


Fig. 3.3

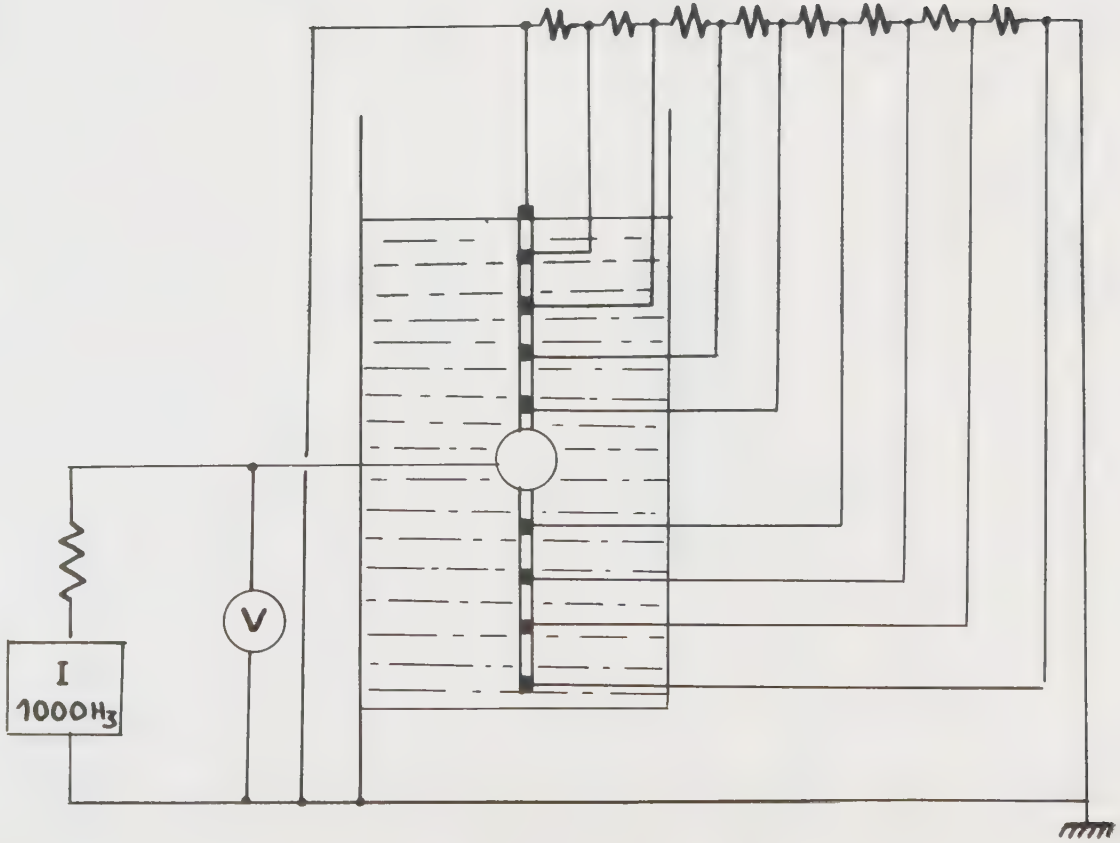


Fig. 3.4

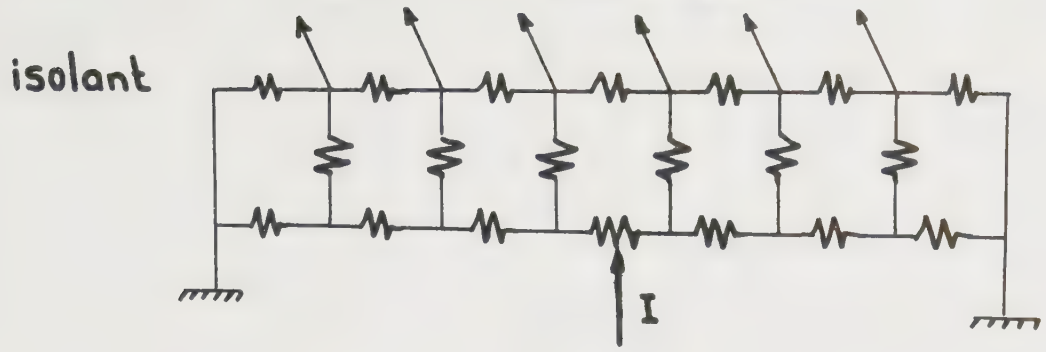


Fig. 3.5

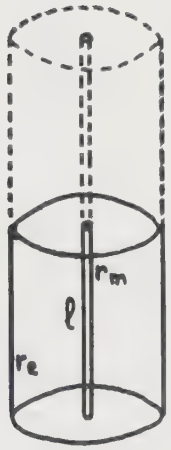


Fig. 3.6

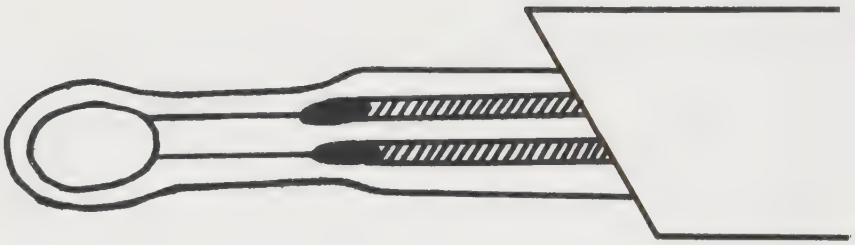


Fig. 3.7

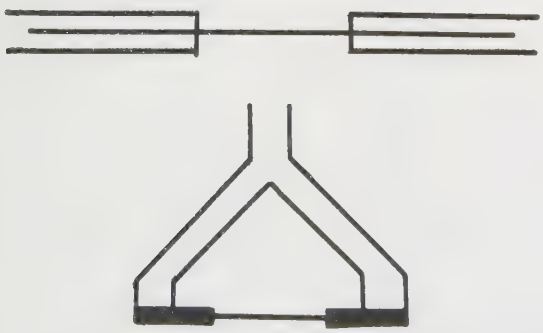


Fig 3.8

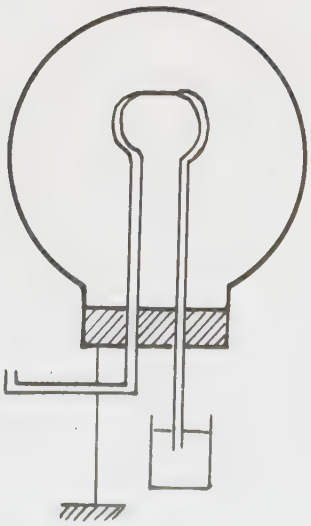


Fig. 3.9

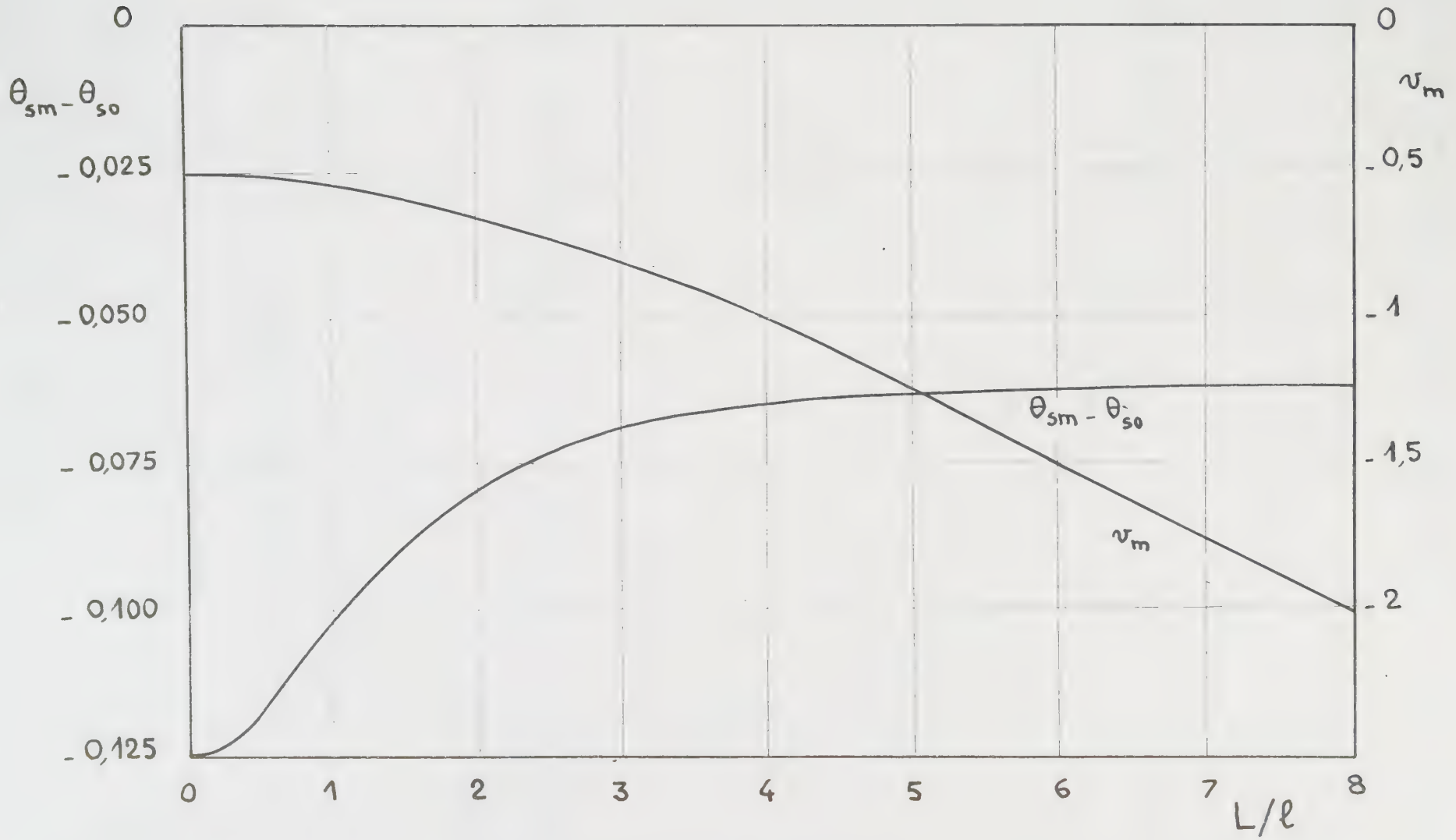

0
$\theta_{sm} - \theta_{so}$
- 0,025
- 0,050
- 0,075
- 0,100
- 0,125
0
v_m
- 0,5
- 1
- 1,5
- 2
$\theta_{sm} - \theta_{so}$
v_m
0
1
2
3
4
5
6
7
8
L/ℓ

Fig. 3.10

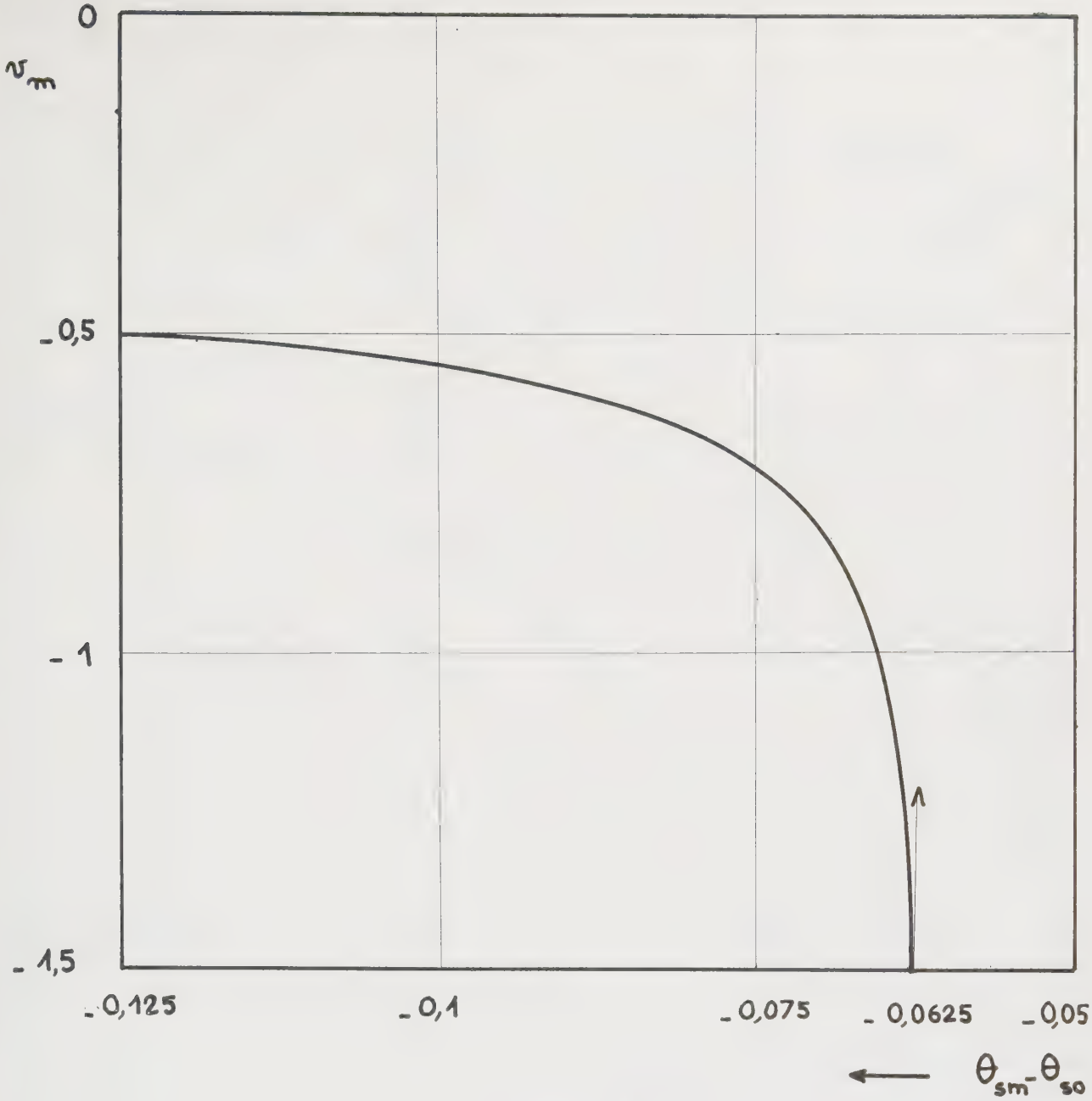


Fig. 3.11

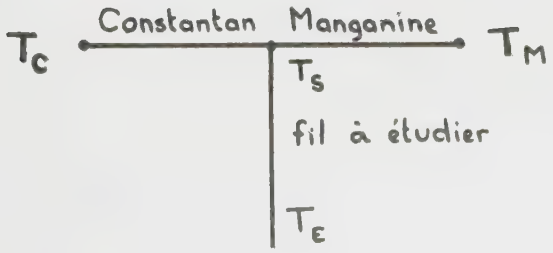


Fig. 3.12

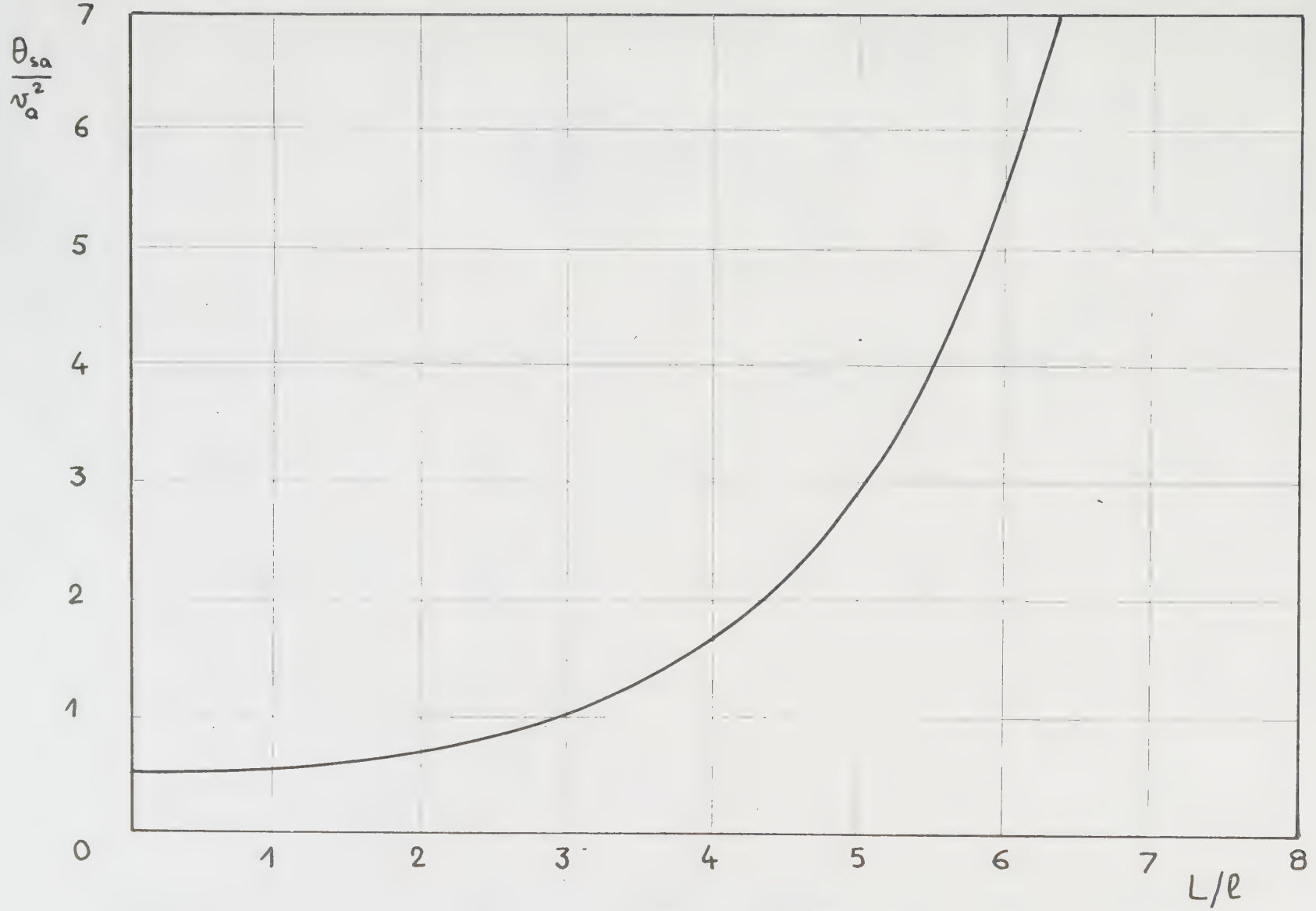


Fig. 3.13

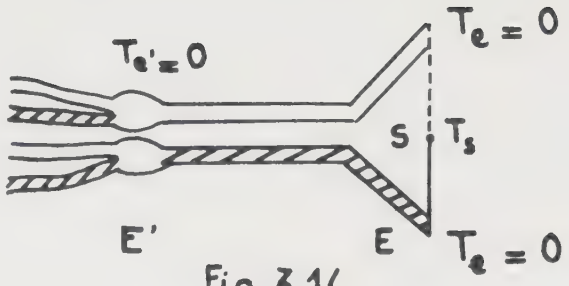


Fig. 3.14

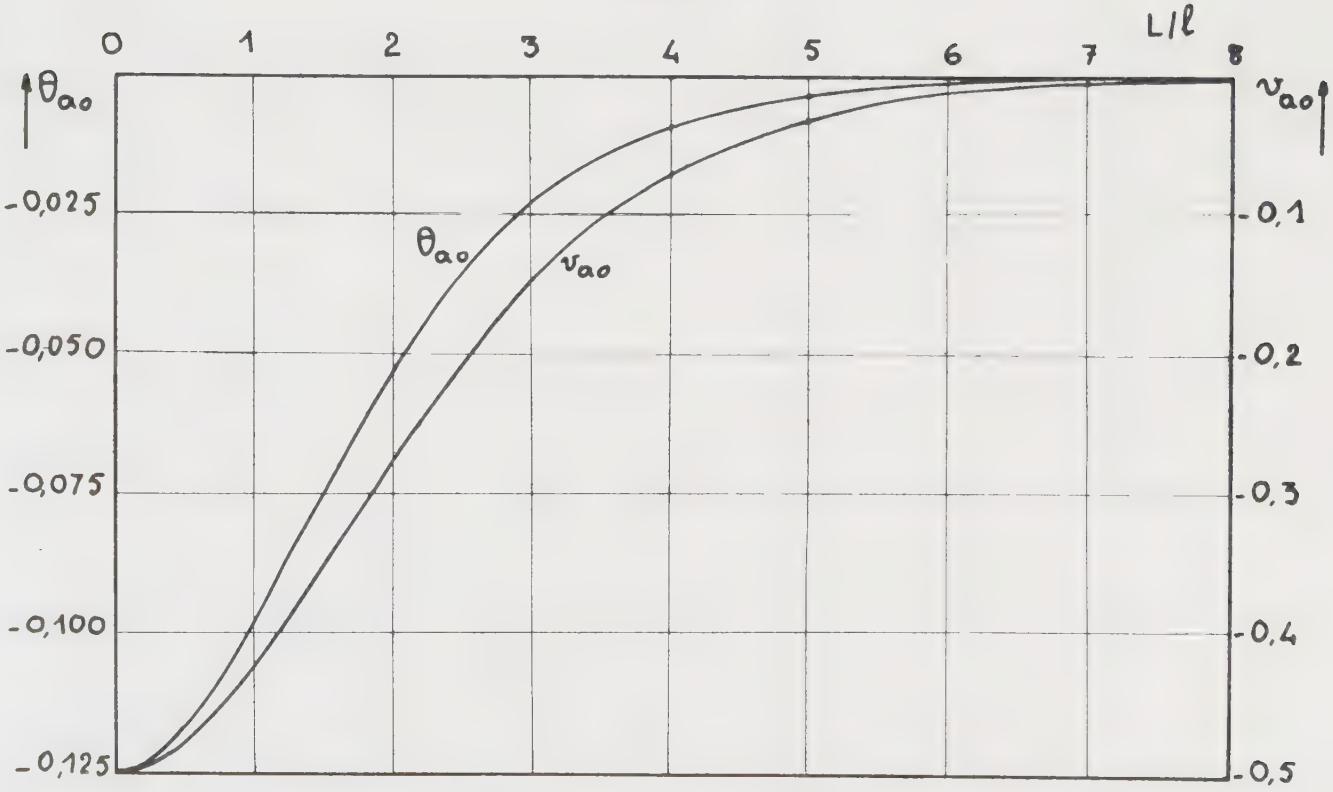


Fig. 3.15

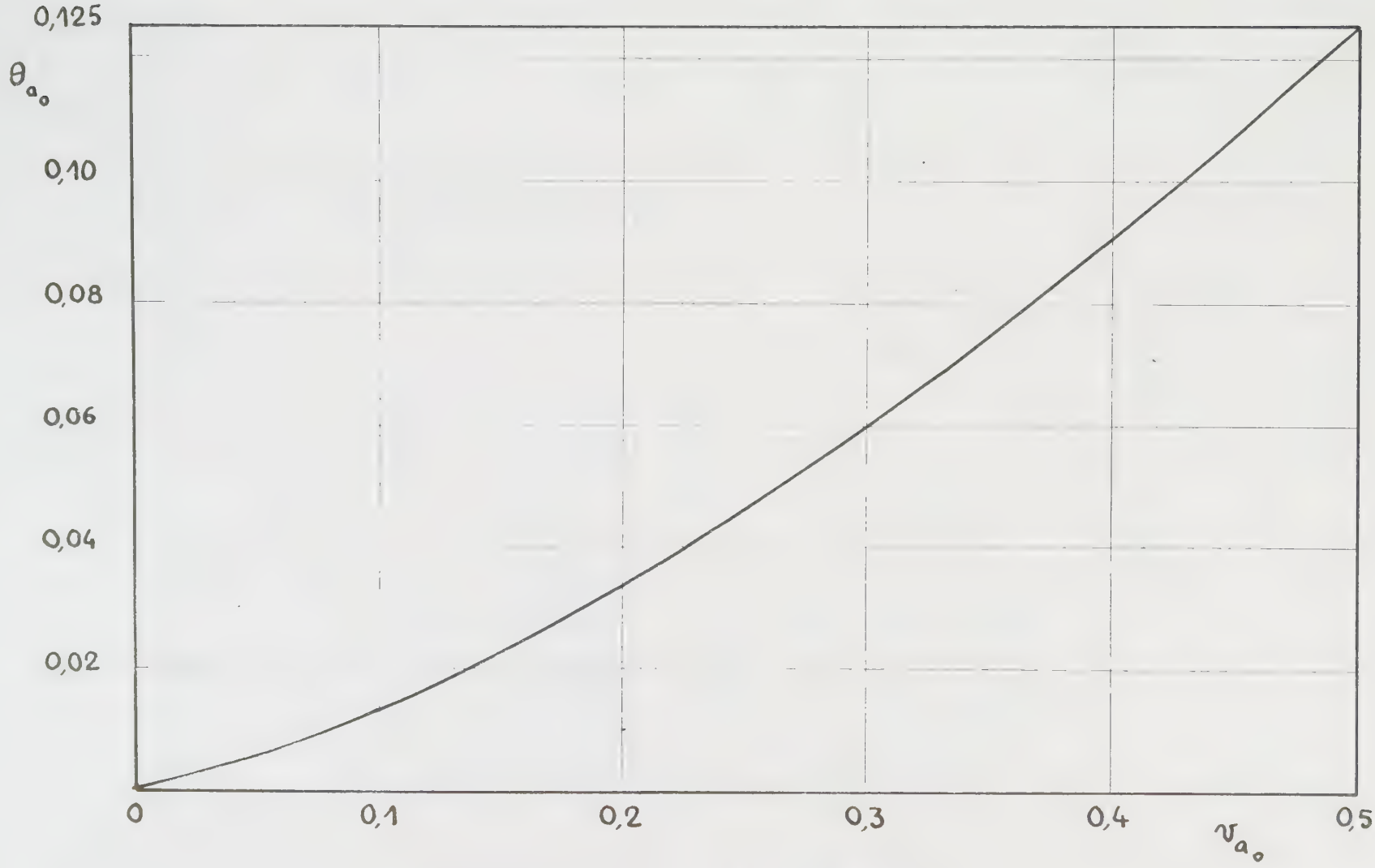
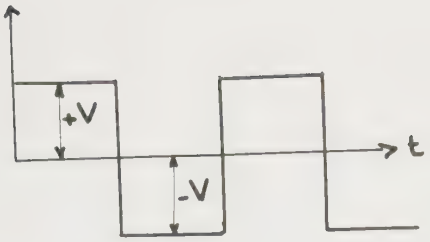


Fig. 3.16



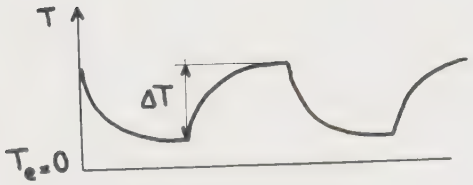
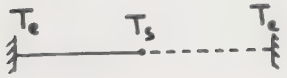
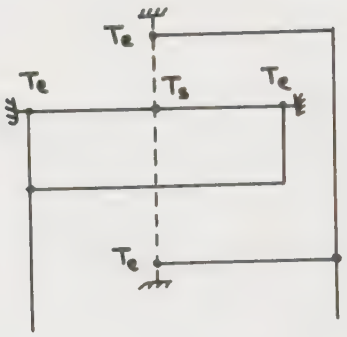


Fig. 3.17

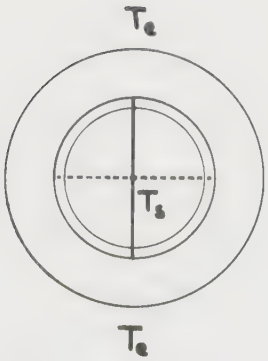




n = 2p

n = 4p

Fig. 3.18



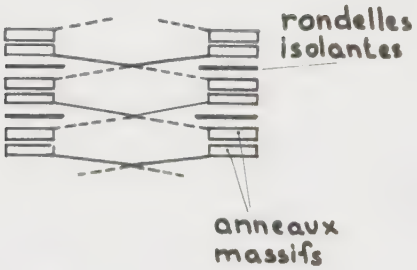


Fig. 3.19

Fig. 3.20

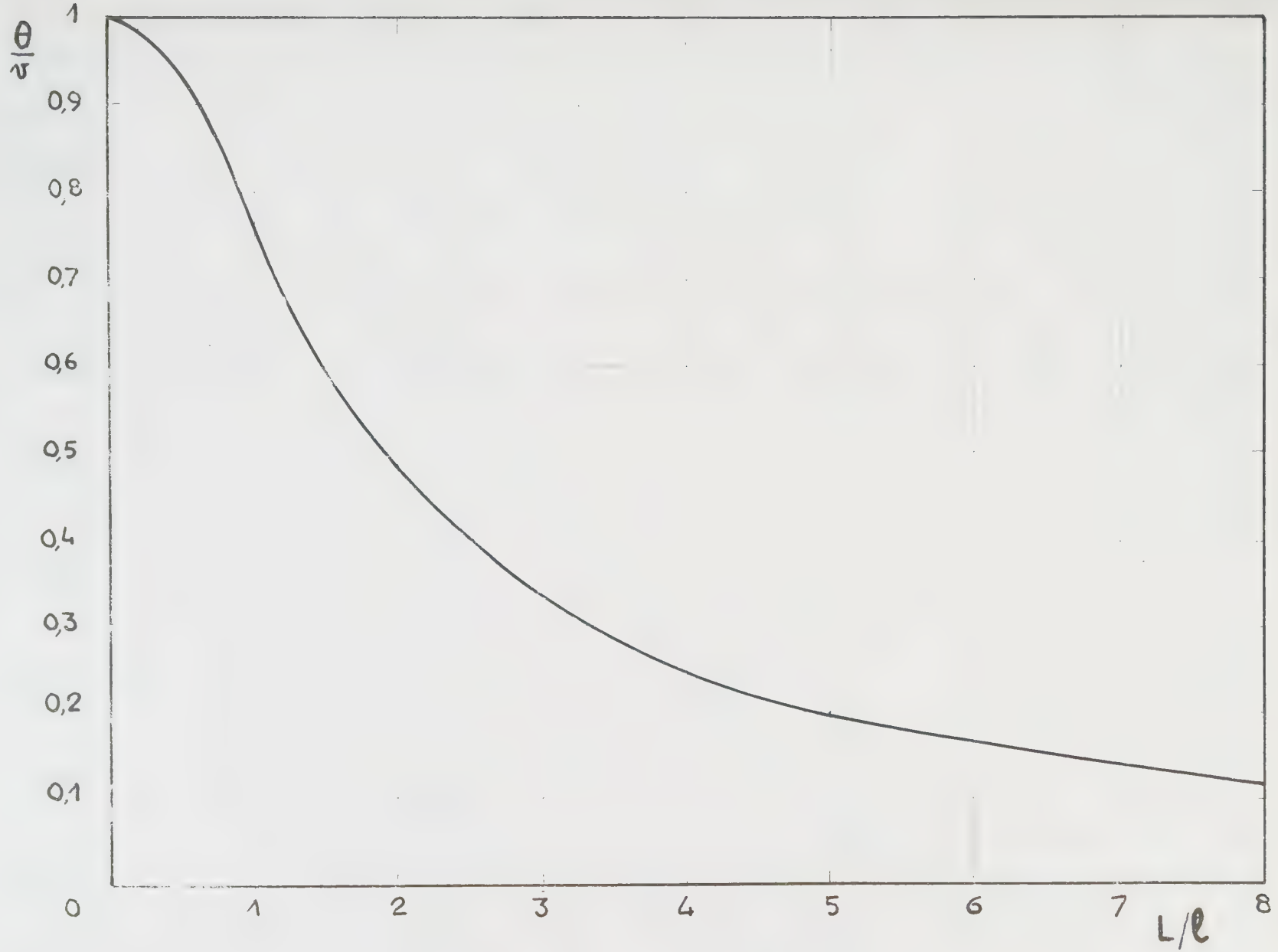


Fig. 3.21

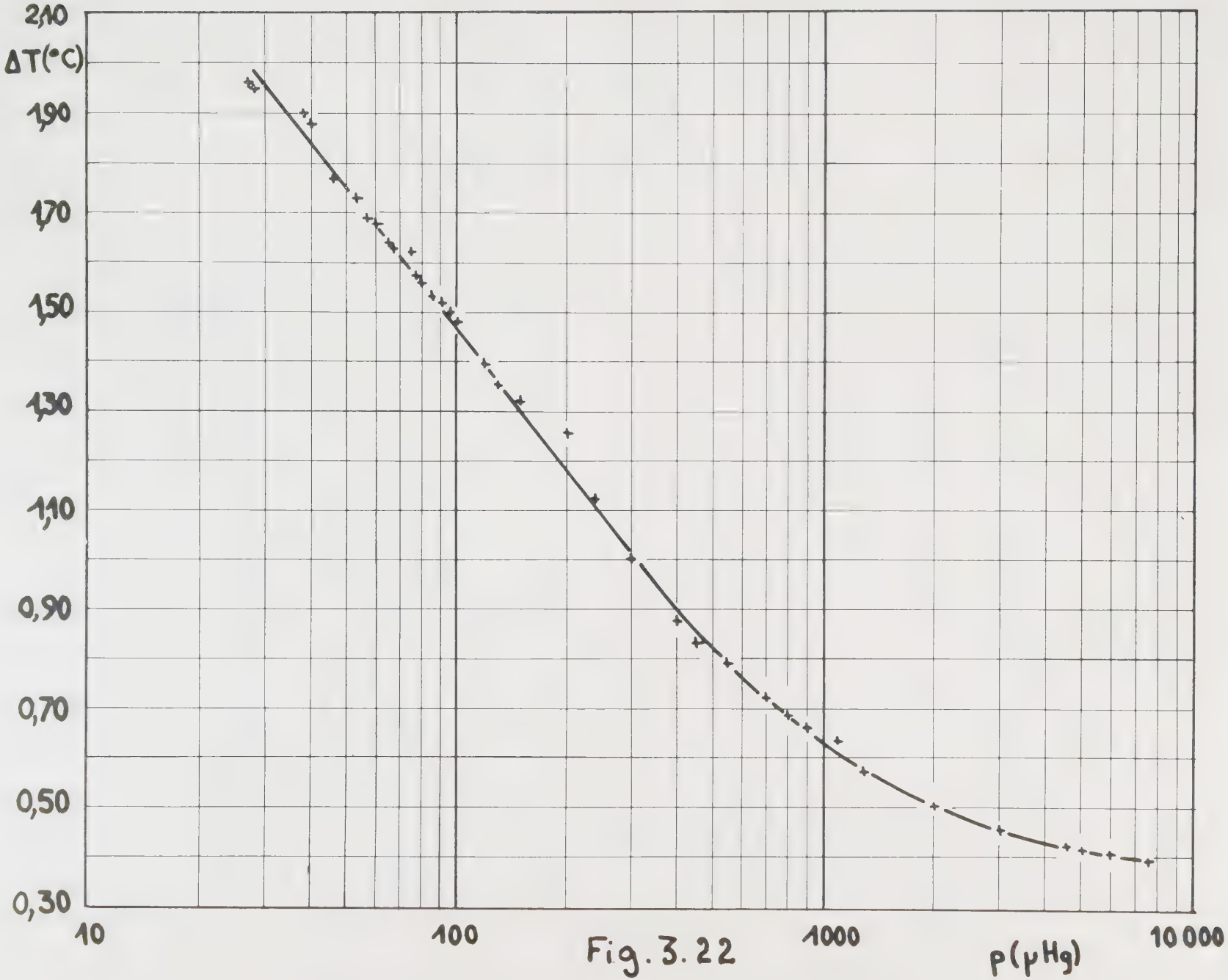

2,10
ΔT(°C)
1,90
1,70
1,50
1,30
1,10
0,90
0,70
0,50
0,30
10
100
1000
10 000
p(μHg)

Fig. 3.22

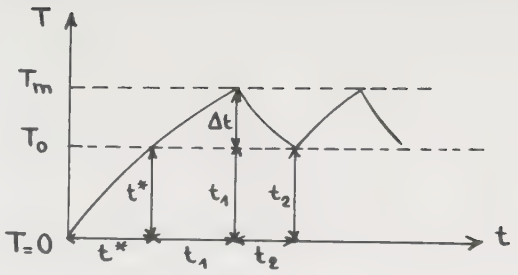


Fig.3.23

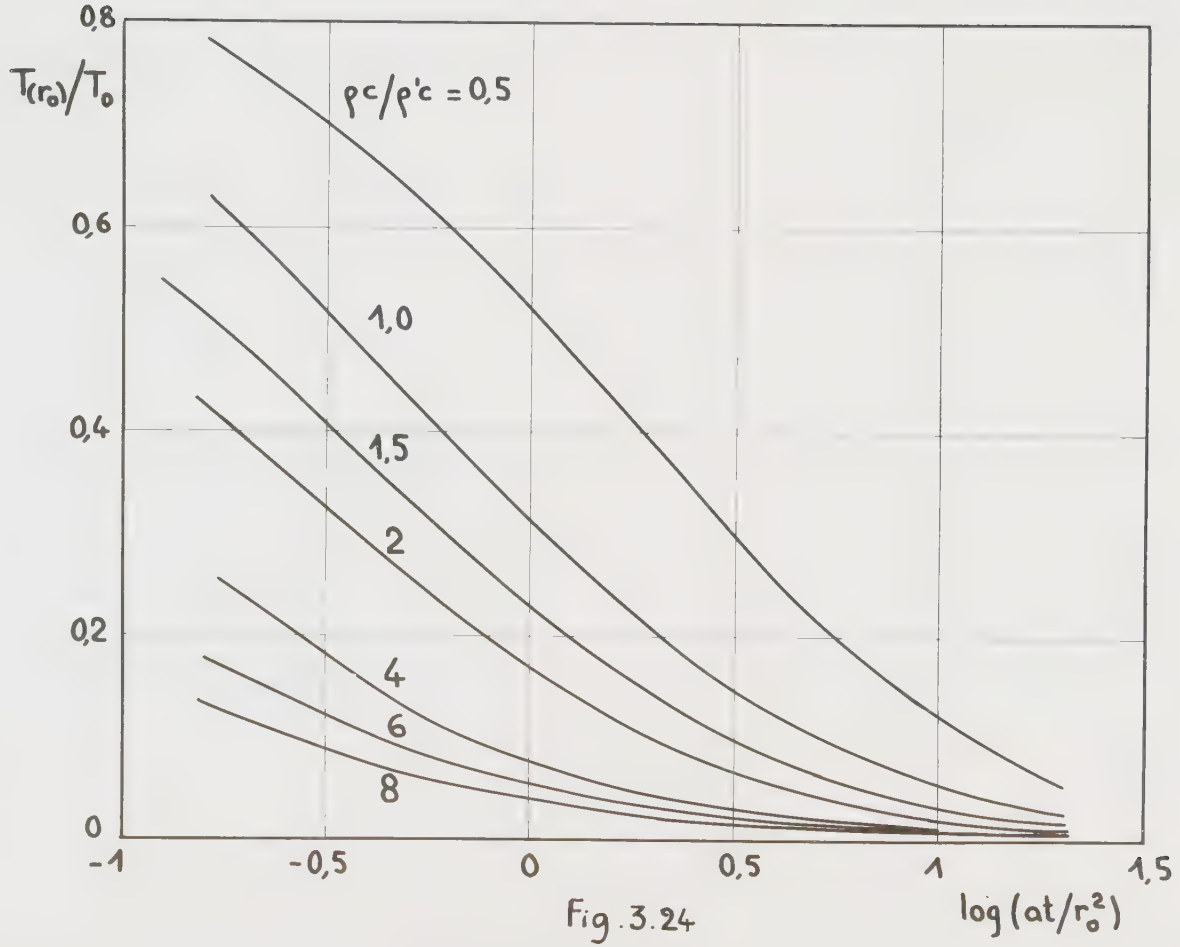


Fig.3.24

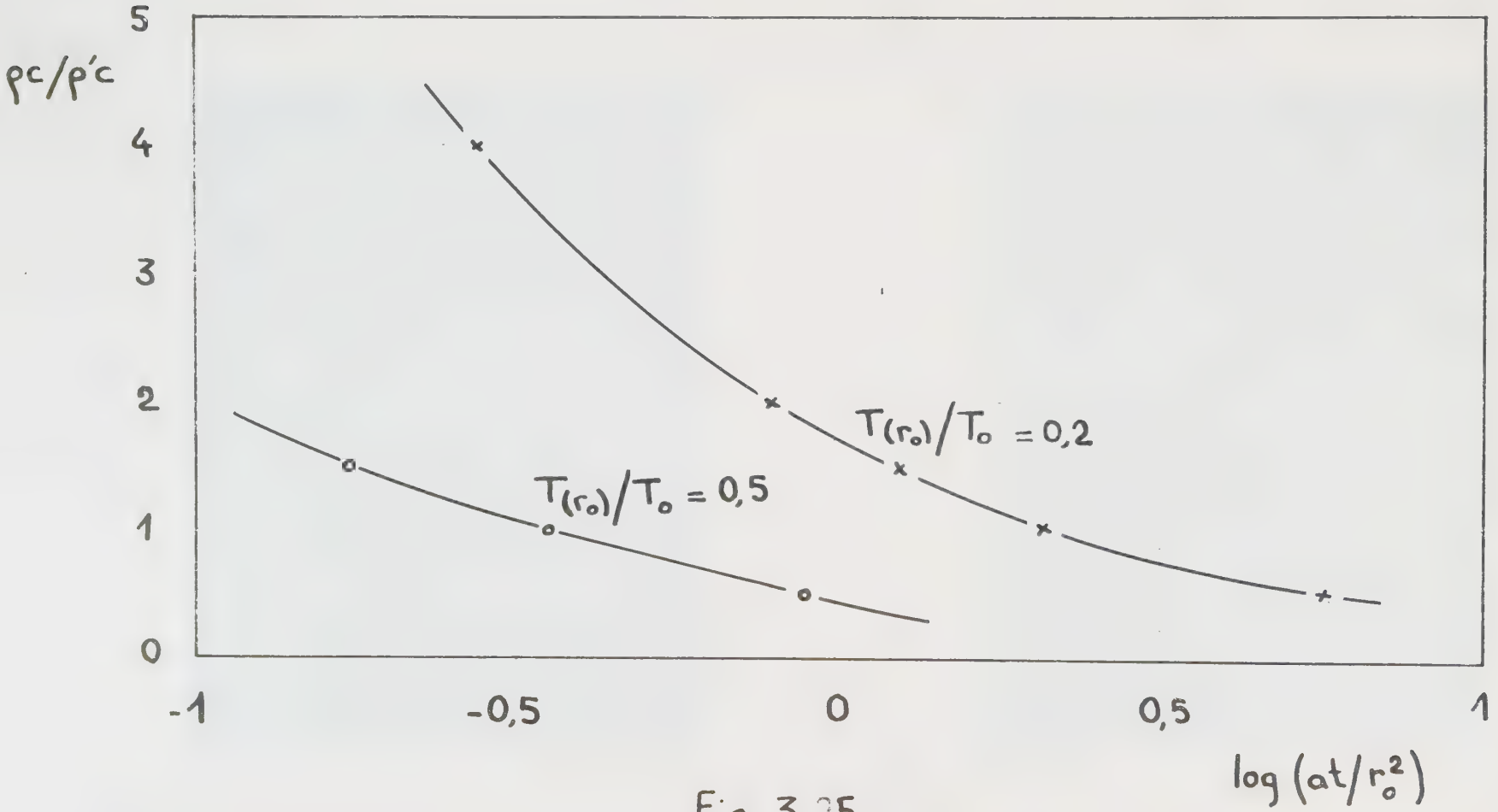


Fig. 3.25

B

A

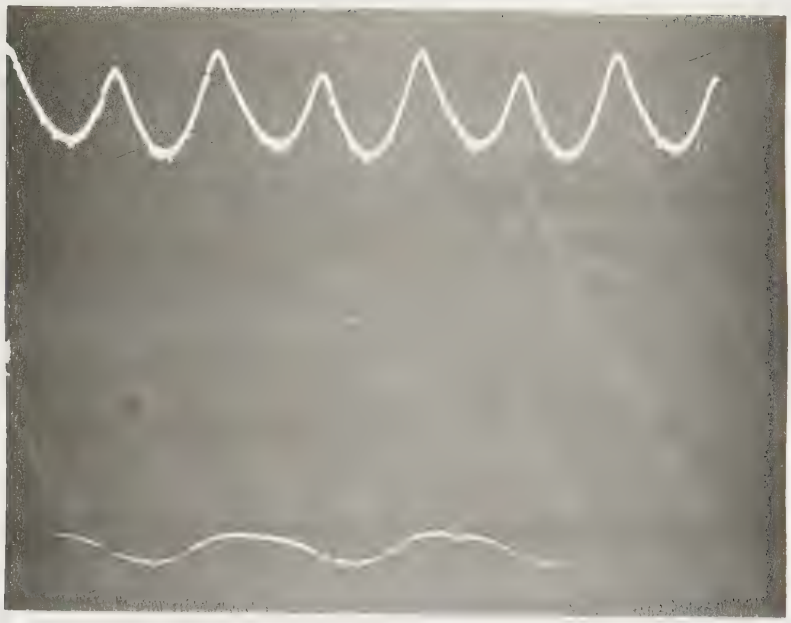


Fig. 3.26

Fig. 3.27

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

" La mécanique des fluides dans les problèmes de logique fluide."

Vu et approuvé :

Paris, le 8 Décembre *19* 67

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc. ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE

S 1783 — Paris, Imp. Administrative Centrale, 8, rue de Furstenberg (6-63) | 463